PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 11. 1. Juni 1917. Redaktionsschluß für No. 12 am 4. Juni 1917. 18. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

A. Wigand, Beobachtungen der neutralen Polarisationspunkte aus größerer Höhe. S. 237.

W. Kossel, Zum Ursprung der γ-Strahlenspektren und Röntgenstrahlenserien. S. 240.

H. Rausch v. Traubenberg, Eine Röntgenröhre für physikalische Zwecke. S. 241.

H. Seemann, Die Vermeidung der Verbreiterung von Röntgenspektrallinien infolge der Tiefe der wirksamen Schicht. S. 242.

Zusammenfassende Bearbeitungen:

E. Budde, Über die Resonanztheorie des Hörens. (Schluß.) S. 249.

Besprechungen:

M. Geitel, Schöpfungen der Ingenieurstechnik. S. 260.

Zum Andenken an Alfred Kleiner. S. 260.

Personalien. S. 260.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Beobachtungen der neutralen Polarisationspunkte aus größerer Höhe.

Von Albert Wigand.

Bei der Fortführung meiner Untersuchungen über das Verhalten der ultravioletten Sonnenstrahlung in der Erdatmosphäre[1]) erschien es mir wünschenswert, festzustellen, ob sich die am Erdboden beobachteten Erscheinungen der Polarisation des diffusen Himmelslichtes wesentlich ändern, wenn man sie aus größerer Höhe untersucht.

Am geeignetsten hierzu wären über einen längeren Zeitraum erstreckte Beobachtungen von verschiedenen hohen Berggipfeln aus. Jedoch wird man auch durch Hochfahrten im Freiballon zum Ziele kommen, obgleich dabei das Beobachtungsmaterial bezüglich Seehöhe und Ort weniger gleichmäßig wird; dafür sind aber größere Seehöhen auf diesem Wege erreichbar. Von einer geplanten Reihe solcher Ballonfahrten zur Beobachtung der neutralen Punkte von Arago und Babinet konnte wegen des Krieges nach den beiden ersten Aufstiegen kein weiterer erfolgen. Bei der zweiten Fahrt am 12. VII. 1914 waren die Beobachtungen wegen starker Ci-Bedeckung zwecklos. Die Ergebnisse des ersten Aufstiegs am 3. V. 1914 dürften wenigstens zur vorläufigen Orientierung für Seehöhen von 3100 bis 5850 m ausreichen und sollen hier mitgeteilt werden.

Zur Messung des Höhenwinkels der neutralen Punkte diente ein Jensenscher Pendelquadrant mit Savartschem Polariskop von der Firma Dörffel & Faerber, Berlin[2]). Es wurde auf die letzten deutlich erkennbaren Spuren der Fransen ober- und unterhalb des neutralen Punktes eingestellt und das Mittel aus den beiden Einstellungen als Höhe des neutralen Punktes genommen. Die Differenz dieser beiden Einstellungen ergibt die Größe der neutralen Brücke. Die zugehörigen Sonnenhöhen wurden aus Zeit und Ort berechnet.

Die Einzelwerte der Punktabstände sind nach einem rechnerisch-graphischen Ausgleichsverfahren zu Mittelwerten für die Mitten der einzelnen Gradintervalle der Sonnenhöhe (. . . 1,5; 0,5; — 0,5; — 1,5; — 2,5 . . .) vereinigt worden.

Zur Prüfung des Instruments und zum Vergleich wurde vor der Ballonfahrt an 5 Tagen zwischen dem 30. III. und 22. IV. 1914 in Halle a. S. beobachtet. Diese Messungen (Tab. I—III) sind zwar zur Bildung von sicheren Mittelwerten nicht zahlreich genug, stimmen aber befriedigend überein mit gleichzeitigen Messungen an anderen Orten, z. B. in Hamburg und Nowawes[1]). Die dortigen Arago-Kurven für das zweite Quartal 1914 fallen mit der Halleschen Kurve fast zusammen. Die Halleschen Babinetwerte reihen sich zwischen die Kurven des zweiten Quartals 1914 für Hamburg und Nowawes gut ein (Fig. 2), wobei es sich zeigt, daß der Großstadt- und Industriedunst in Halle die Punktabstände ähnlich beeinflußt wie in Hamburg. Nach der großen Störung von 1912 waren die Punktabstände 1914 wieder annähernd normal.

Die Ballonfahrt am 3. Mai 1914 im Ballon „Erfurt II“ (1680 m³) wurde als Nachthochfahrt unternommen, damit man um Sonnenaufgang bereits in größerer Höhe sein konnte. Sie führte im Kern eines umfangreichen Hochdruckgebiets bei hervorragend klarem Wetter von Bitterfeld, wo um $3^{h}14$ MEZ. aufgestiegen wurde, zunächst

1) A. Wigand, diese Zeitschr. **14**, 1144, 1913; Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 1090, 1913.

2) F. Busch und Chr. Jensen, Tatsachen und Theorien der atm. Polarisation, Jb. d. Hamb. Wiss. Anst. **28**, 1910, 5. Beiheft, S. 292.

1) Chr. Jensen, Jb. d. Hamb. Wiss. Anst. **33**, 1915, 3. Beiheft, S. 51.

in vorwiegend südöstlicher Richtung bis zur größten Höhe von 5935 m bei — 26,0° C über Grimma. Während der Polarisationsmessungen von $3^h 59$ bis $5^h 35$ (Tab. I—III) stieg der Ballon von 3100 bis 5850 m Höhe. Die Bestimmung von Zeit und Ort zur Berechnung der Sonnenhöhen konnte mit hinreichender Genauigkeit durchgeführt werden. Im weiteren Verlaufe der Fahrt wurden lichtelektrische Messungen der ultravioletten Sonnenstrahlung und Ionenzählungen ausgeführt. Als Beobachter beteiligten sich die Herren H. Koppe und K. Stoye. Nach vielfachen Winddrehungen, die den Ballon über Zinnwald, Dresden und Meißen trieben, fand die Landung um $5^h 50$ bei Zahna an der Strecke Wittenberg—Jüterbog statt.

Aus den Beobachtungen, die wegen ihrer geringen Anzahl noch sehr der Nachprüfung und Ergänzung, besonders für größere Seehöhen, bedürfen, ergibt sich bereits folgendes:

Die Abstände des Aragoschen Punktes vom Gegenpunkt der Sonne für Sonnenhöhen von + 7,5 bis — 5,5° bleiben in Höhen von 3400 bis 5850 m unverändert dieselben wie am Erdboden. Die im Ballon gefundene Kurve für die Abhängigkeit des Punktabstands von der Sonnenhöhe (Fig. 1) deckt sich vollständig mit den Bodenbeobachtungen in Halle, Hamburg und Nowawes aus dem gleichen Zeitraum; ihre Abweichungen etwa von der in Fig. 1 mit eingezeichneten Hamburger Mittelwertkurve des zweiten Quartals 1914 liegen innerhalb der Grenzen, die für einzelne Beobachtungsreihen desselben Zeitraums auch dort vorkommen.

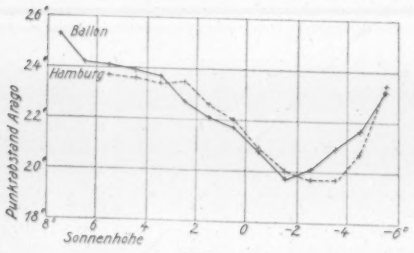


Fig. 1.

Die Abstände des Babinetschen Punktes von der Sonne für Sonnenhöhen von — 2,5 bis — 6,5° zeigen in Höhen von 3100 bis 4450 m gegenüber den Erdbodenwerten ebenfalls keine Veränderung, die mit Sicherheit der Höhenänderung zuzuschreiben wäre. Die tiefere Lage der Kurve (Fig. 2) läßt sich durch die größere Reinheit der Luft erklären; denn auch

Tabelle I.

Abstand des Aragoschen Punktes vom Gegenpunkt der Sonne in Graden, darunter Anzahl der Einzelbeobachtungen (und Ballonhöhen).

Sonnenhöhe / Datum, Ort	$14^0{,}5$	$13^0{,}5$	$12^0{,}5$	$11^0{,}5$	$10^0{,}5$	$9^0{,}5$	$8^0{,}5$	$7^0{,}5$	$6^0{,}5$	$5^0{,}5$	$4^0{,}5$	$3^0{,}5$	$2^0{,}5$	$1^0{,}5$	$0^0{,}5$	$-0^0{,}5$	$-1^0{,}5$	$-2^0{,}5$	$-3^0{,}5$	$-4^0{,}5$	$-5^0{,}5$
30. III. 1914 p Halle	—	—	—	—	—	—	—	—	23,5 4	24,3 3	24,2 4	24,3 3	23,4 5	—	—	—	—	—	—	—	—
31. III. 1914 p Halle	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	24,1 2	23,6 3	22,6 5	21,3 4	—	—	—	—	—	—
1. IV. 1914 a Halle	—	—	—	—	—	—	—	—	25,2 3	25,2 3	25,5 1	24,4 4	—	—	—	—	—	—	—	—	—
3. IV. 1914 p Halle	—	—	—	—	—	—	—	—	—	24,6 5	24,2 4	24,0 2	24,0 4	23,7 2	22,1 5	20,8 5	20,0 5	18,5 3	17,6 2	—	—
22. IV. 1914 p Halle	22,7 2	23,1 5	23,2 3	22,8 4	22,9 3	23,0 5	22,8 3	23,1 4	23,2 2	23,4 3	22,7 3	22,2 3	22,2 2	21,5 2	21,2 3	20,4 3	19,5 3	—	—	—	—
Gesamtmittel p Halle	22,7	23,1	23,2	22,8	22,9	23,0	22,8	23,1	23,4	23,9	24,0	23,7	23,3	22,8	21,6	20,7	19,8	18,5	17,6	—	—
3. V. 1914 a Ballon, Delitzsch-Grimma	—	—	—	—	—	—	—	25,3 2 (5550)	24,2 3 (5800)	24,1 2 (5800)	23,9 2 (5750)	23,7 4 (5750)	22,7 3 (5700)	22,1 2 (5700)	21,7 2 (5550)	20,8 3 (5250)	19,7 4 (4700)	20,1 2 (4500)	20,9 2 (4050)	21,6 2 (3600)	23,2 2 (3400)

Tabelle II.

Abstand des Babinetschen Punktes von der Sonne in Graden, darunter Anzahl der Einzelbeobachtungen (und Ballonhöhen).

Sonnenhöhe / Datum, Ort	$6^0{,}5$	$5^0{,}5$	$4^0{,}5$	$3^0{,}5$	$2^0{,}5$	$1^0{,}5$	$0^0{,}5$	$-0^0{,}5$	$-1^0{,}5$	$-2^0{,}5$	$-3^0{,}5$	$-4^0{,}5$	$-5^0{,}5$	$-6^0{,}5$
31. III. 1914 p Halle	—	—	—	—	—	—	—	22,3 3	—	—	—	—	—	—
1. IV. 1914 a Halle	—	—	24,1 4	23,9 2	24,4 3	—	—	—	—	—	—	—	—	—
3. IV. 1914 p Halle	—	—	—	21,6 4	22,4 3	22,9 2	21,8 2	20,7 2	21,7 2	20,9 3	—	—	—	—
22. IV. 1914 p Halle	16,2 3	18,1 2	18,9 3	19,4 3	20,7 3	21,4 3	22,2 2	22,4 3	21,6 3	20,8 2	—	—	—	—
Gesamtmittel p Halle	16,2	18,1	18,9	20,6	21,5	22,0	22,0	21,9	21,6	20,9	—	—	—	—
3. V. 1914 a Ballon, 10 km östl. Delitzsch	—	—	—	—	—	—	—	—	—	18,0 1 (4450)	16,4 4 (4200)	16,1 2 (3550)	15,9 1 (3150)	14,8 2 (3100)

Tabelle III.

Datum, Ort	Mittlere Brückengröße: Arago	Mittlere Brückengröße: Babinet	Intensität der Fransen	Bewölkung	Luft	Himmel	Wind (Beaufort-Sk.)
30. III. 1914 p Halle	7,2	—	schwach	Ci im W, E wolkenfrei	sichtig $^2/_4$, Dunst	mäßig blau	SE 2
31. III. 1914 p Halle	5,9	13,0	schwach	einzelne Cu überall	sichtig $^2/_4$, wenig Dunst	mäßig blau	W 2
1. IV. 1914 a Halle	5,4	16,5	schwach	CiStr dünn überall	sichtig $^3/_4$, Dunst	weißblau	W 1
3. IV. 1914 p Halle	4,3	10,1	schwach	CiStr über W-Horizont, abnehmende Cu über E-Horizont	sichtig $^2/_4$, wenig Dunst	weißblau	NW 2
22. IV. 1914 p Halle	3,8	10,9	stark	wolkenfrei	sichtig $^2/_4$, wenig Dunst, E dunstfrei	kräftig blau	E 1—2
3. IV. 1914 a Ballon, Delitzsch-Grimma	3,2	5,7	sehr stark	wolkenfrei	sichtig $^4/_4$, über d. Boden schwache Dunstschichten, in der Höhe dunstfrei	tiefblau	NNW 2—4

für Orte am Boden mit verschieden reiner Luft (Hamburg—Nowawes) kommen Unterschiede von derselben Größe vor. Immerhin sind die kleinen Punktabstände bei größerer Sonnentiefe bemerkenswert und bedürfen wegen der geringen Anzahl der Beobachtungen noch der Nachprüfung.

Während die Ballonbeobachtungen für die Punktabstände nichts Neuartiges ergaben, lassen diese Beobachtungen auf eine auffallend hohe Polarisationsgröße des Himmelslichtes schließen. Denn die Fransen im Polariskop waren von ungewohnt großer Intensität. Dasselbe hat schon früher Herr Wendt im Ballon aus 2000 bis 4000 m Höhe beobachtet[1]). Für die neu-

1) F. Busch und Chr. Jensen, l. c. S. 444 u. 451.

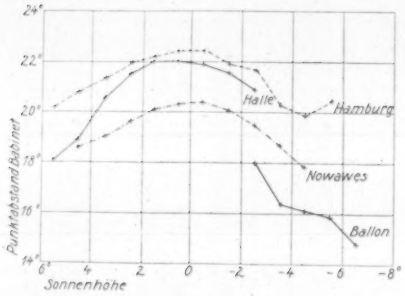


Fig. 2.

trale Brücke (Tab. III) fand ich im Ballon merklich kleinere Werte als gewöhnlich am Erdboden. Trotzdem konnte der Babinetsche Punkt nach Sonnenaufgang (bei etwa —2,5° Sonnenhöhe in 4500 m), ungeachtet der günstigen atmosphärischen Verhältnisse, nicht mehr aufgefunden werden. Daß hierin eine grundsätzliche Abweichung von den am Erdboden beobachteten Verhältnissen vorläge, ist jedoch im Hinblick auf die Ergebnisse für den Aragoschen Punkt nicht wahrscheinlich.

Aus den mitgeteilten Ballonbeobachtungen geht jedenfalls so viel hervor, daß die an der Ausbildung der neutralen Punkte in erster Linie mitwirkenden Vorgänge der atmosphärischen Polarisation in einer Höhe stattfinden, die erheblich über 6000 m liegt, also wohl jedenfalls nicht in der Troposphäre; die in dieser befindlichen Trübungen (Wolken, Dunst, Staub) sind nur von sekundärem Einfluß. Da nach der am meisten befriedigenden Theorie von Soret und Hurion für das primäre Phänomen der Polarisation des Himmelslichts die Rayleighsche Lichtzerstreuung eine Hauptrolle spielt, ist deren Sitz wohl gleichfalls oberhalb der Troposphäre anzunehmen.

Es sei darauf hingewiesen, daß die Ursache für die Begrenzung des Sonnenspektrums im Ultraviolett ebenfalls oberhalb der Troposphäre zu suchen ist, da sich diese Spektrumsgrenze bis zur Höhe von 9000 m nicht ändert[1]). Falls die Erklärung dieser Tatsache durch die Rayleighsche Lichtzerstreuung zutrifft, was aber noch unentschieden ist, würde sich aus den erwähnten Spektralbeobachtungen und den Polarisationsmessungen im Ballon dieselbe untere Grenze für die Höhenlage der gemeinsamen Ursache ergeben.

Man kann es im Ballon auch direkt beobachten, daß die durch Rayleighsche Lichtzerstreuung entstandene Blaufärbung des Himmels nicht in der Troposphäre zustande kommt. Bei mehreren Hochfahrten in 6000 bis 9000 m Höhe an Tagen ohne Trübung der hohen Luftschichten durch Cirren oder Staub fand ich nach Schätzung mit dem Auge das Himmelsblau zwar stark gesättigt, jedoch nicht erheblich dunkler, als man es an manchen Tagen auch am Erdboden beobachten kann. Es fehlt in diesen Höhen nur die durch den Dunst der unteren Schichten bewirkte weißliche Beimischung zum reinen Himmelsblau. —

Die Kosten dieser Untersuchungen wurden aus den Mitteln des Aerophysikalischen Forschungsfonds Halle bestritten.

(Halle a. d. S., Universität.) Im Felde, April 1917.

(Eingegangen 16. Mai 1917.)

Zum Ursprung der γ-Strahlenspektren und Röntgenstrahlenserien.

(Zu Herrn R. Swinnes gleichnamigem Aufsatz.)

Von W. Kossel.

Herr Swinne verwendet in einem interessanten Aufsatz[1]), der den oben angeführten Titel hat, u. a. einige vom Verf. aufgestellte Beziehungen[2]) und stößt bei seiner Behandlungsweise z. T. auf Unstimmigkeiten, so daß er zu dem Schluß kommt (§ 3, Abs. 1):

„Während hier die Sommerfeldsche Theorie der mehrfachen Spektralserienlinien eine schöne Anwendung findet, versagt die Kosselsche Verknüpfung der einzelnen Serien miteinander, wenngleich sie angenähert gilt."

Ich möchte kurz darauf hinweisen, daß Herr Swinne die Verknüpfungsgleichungen hier nicht so direkt prüft, wie ich sie gegeben habe und wie es dem Sinn der einfachen Ableitung entspricht. Er fügt vielmehr eine unberechtigte Annahme (§ 3, Abs. 1, letzter Satz) hinzu, deren Folgen sich nicht nur darin zeigen, daß seine Ansätze in den erwähnten Beziehungen versagen, sondern auch in noch direkterer Prüfung den experimentellen Resultaten zuwiderlaufen, wie Herr Swinne auch selbst bemerkt (§ 3, Abs. 4). Die Unzulässigkeit solcher Annahmen, auf die man sehr leicht durch eine Extrapolation von Herrn Sommerfelds[3]) so glänzend bewährten Formeln für die Linienstruktur geführt werden kann, mit der über Herrn Sommerfelds Grundgedanken herausgegriffen wird, ist bereits in den

1) A. Wigand, l. c.

1) Diese Zeitschr. **17**, 481, 1916.

2) W. Kossel, Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 953, 1914.

3) A. Sommerfeld, Ber. d. Kgl. Bayr. Ak. d. W. Math.-naturw. Klasse, S. 425, 459, 1915; Ann. d. Phys. **51**, 1, 125, 1916.

letzten Abschnitten eines etwa gleichzeitig mit Herrn Swinnes Arbeit erschienenen kleinen Aufsatzes[1]) behandelt. Herrn Swinnes Berechnungsweise ist ein Beispiel der dort (§ 16, Abs. 6, S. 357) als unzulässig gekennzeichneten Verwendung „virtueller" Terme in energetischen Beziehungen. Dort[2]) ist auch gezeigt, daß anders als diese groben Differenzen, die unter Annahmen erhalten werden, von denen man leicht einsieht, daß sie unberechtigte Vereinfachungen enthalten, gewisse kleine Abweichungen zu bewerten sind, die sich bei direkter, einwandfreier Anwendung der Gleichungen äußern und auf die Herr Swinne[3]) gleichfalls gestoßen ist. Diese Abweichungen, die freilich gerade eben erst über die Meßgenauigkeit hinausgehen und deshalb ihrem Betrage nach noch nicht recht zu verwerten sind, können recht wohl reell sein und, wenn sie sich bewähren, würden gerade diese unscheinbaren Größen tatsächlich prinzipiell von Bedeutung sein, wie dort näher erläutert ist. Es ist zu wünschen, daß hier von Anfang an scharf auseinandergehalten wird, — deshalb möchte ich auch in dieser Zeitschrift auf die dort gegebene Diskussion der Verhältnisse hinweisen.

Der weitaus größte Teil von Herrn Swinnes interessanten übrigen Überlegungen hängt von der oben erwähnten Annahme nicht ab und wird davon, daß sie hinfällig ist, nicht berührt.

1) W. Kossel, Verh. d. D. Phys. Ges. **18**, 339, 1916.
2) l. c. S. 339, Anm. 3.
3) Die erste Feststellung eines solchen Falles hat Herr E. Wagner gemacht: Ann. d. Phys. (4), **46**, 890, 1915.

(Eingegangen 15. Mai 1917.)

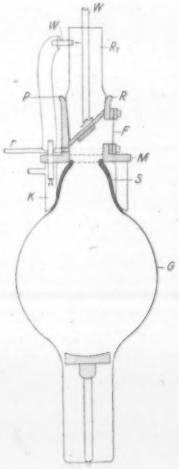
Eine Röntgenröhre für physikalische Zwecke.

Von Heinrich Rausch von Traubenberg.

Für wissenschaftliche Daueraufnahmen sind die üblichen medizinischen Röntgenröhren hauptsächlich wegen ihrer relativ kurzen Lebensdauer und daraus sich ergebender Kostspieligkeit wenig geeignet; ich habe deswegen eine Röntgenröhre konstruiert, welche billig im Betriebe, möglichst intensive Röntgenstrahlen variabler Härte liefert und das Antikathodenmaterial leicht auszuwechseln gestattet, um mit Fluoreszenzstrahlungen verschiedener Stoffe arbeiten zu können.

Die Röhre besteht, wie die Figur im Durchschnitt zeigt, aus einem Metallkopf M und einem Glasteil G; der Glasteil enthält die Kathode eventuell noch eine Hilfsanode und wird mit Siegellack bei S vakuumdicht an M angekittet. Der Metallkopf besteht aus einer Röhre R aus Messing, welche das Fenster F enthält; dieses wird aus einem Aluminiumblech von ca. $^1/_{20}$ mm Dicke gebildet, welches unter Anwendung von Pizein als Dichtungsmittel mit Schrauben und Preßring am Flansch festgehalten wird.

Der untere doppelwandige Teil K der Röhre wird von Kühlwasser durchflossen, um jede Erwärmung der Kittstellen zu verhindern. Der obere Teil von R ist konisch erweitert, in den Konus paßt die eingeschliffene Röhre R_1, welche bei P mit Pizein abgedichtet wird; am unteren abgeschrägten Ende lassen sich mit verschiedenem Antikathodenmaterial belegte Kupferbleche anschrauben oder einfach in eine Führung einschieben; zwei Röhren W besorgen den Zu- und Abfluß des Kühlwassers, welches dann mit einem Gummischlauch in den Kühlkasten K weitergeleitet wird.



Durch das Röhrchen r bleibt die Röntgenröhre mit der Gaedepumpe dauernd verbunden.

Der Glasteil ist am oberen Teil des eingekitteten Halses etwas verengert, damit die aus dem Hauptstrahl abweichenden Kathodenstrahlen nur auf das Glas auftreffen. Ist das Glas durch Anlagerung von Zerstäubungsprodukten unbrauchbar geworden, so läßt es sich nach Anwärmen des Metallkopfes leicht ablösen und durch ein neues ersetzen.

Ein weiterer Vorteil der Röhre besteht darin, daß man sehr nahe an die Antikathode herangehen kann, und so durch das sehr wenig absorbierende Aluminiumfenster relativ hohe Intensitäten erhält.

Die Röhre wird von Reiniger, Gebbert & Schall in Erlangen ausgeführt.

Mit einer der eben beschriebenen im wesentlichen nachgebildeten Röntgenröhre haben Herr Debye und Herr Scherrer ihre auch in dieser Zeitschrift publizierten Versuche ausgeführt[1]).

1) P. Debye u. P. Scherrer, diese Zeitschr. 17, 277, 1916.

Göttingen, Physikalisches Institut, Abteil. für Experimentalphysik.

(Eingegangen 7. Mai 1917.)

Die Vermeidung der Verbreiterung von Röntgenspektrallinien infolge der Tiefe der wirksamen Schicht.

Von H. Seemann.

(Mit Tafel VII.)

Die kürzlich angegebene[1]) röntgenspektroskopische Methode, bei der der Kristall zwischen Strahlungsquelle und Spalt steht, so daß Spalt und Projektionsfläche (photograph. Platte, Film, Leuchtschirm) eine gewöhnliche Lochkamera bzw. Spaltkamera bilden, — ich möchte sie daher Lochkameramethode nennen — hat den sehr wichtigen Vorzug, die durch die Eindringungstiefe hervorgerufene einseitige Verbreiterung der Linien und Bandkanten zu eliminieren. Sie eignet sich daher sehr zur Untersuchung der kurzwelligen Gebiete des Spektrums, insbesondere auch der γ-Strahlspektren, und ist unentbehrlich bei Benutzung sehr leichter Kristalle auch für langwellige Strahlung.

Der Einfluß der „wirksamen" Schicht bei den verschiedenen Methoden ist aus Fig. 1 u. 2 ersichtlich[2]). Fig. 1 zeigt die „Schneidenmethode". Fig. 2 stellt die alte Braggsche Spaltmethode dann dar, wenn A die Strahlenquelle und B die Projektionsfläche bedeutet und gleichzeitig die neue „Lochkameramethode", wenn umgekehrt B die Strahlenquelle und A der Projektionsschirm ist. In beiden letzteren Fällen der Fig. 2 bedeutet S den Spalt und K den Kristall, dessen wirksame reflektierende Oberflächenschicht durch die gestrichelte Linie begrenzt ist.

Zur Einführung in die Optik der Reflexion möge wiederholt werden, daß bei der Braggschen Spaltmethode von allen von A durch S auf K gelangenden homogenen Strahlen nur derjenige reflektiert wird, der unter einem durch die Wellenlänge bedingten Interferenzwinkel (Glanzwinkel) und seinen höheren Ordnungen auf die reflektierenden Kristallschichten fällt. Größere Wellenlängen werden unter größeren Glanzwinkeln reflektiert. Aus einem weißen Strahl bestimmter Neigung gegen den Kristall wird daher immer nur eine Wellenlänge reflektiert werden (ferner auch alle diejenigen kürzeren Wellenlängen, deren Glanzwinkelsinus ein ganzzahliger Bruchteil des Sinus dieses Neigungswinkels sind). Der Spektralrest des Strahls geht unabgelenkt weiter (nicht gezeichnet).

Die starke Absorption des größten Teils des Röntgenspektrums selbst in leichteren Kristallen bewirkt, daß nur die in dünner Oberflächenschicht reflektierten Strahlen in merklicher Stärke wieder aus der Schicht herausgelangen. Nur diesem Umstande ist es zu danken, daß bei der Braggschen Spektralmethode mit leichteren Kristallen relativ scharfe Spektrallinien des Gebietes bis etwa zur Ag-Bandkante entstehen. Ein sehr dünnes Strahlenbündel dieses Spektralbereichs wird wieder als dünnes Bündel reflektiert. Anders bei leichten organischen Salzen, z. B. Zucker, die auch aus Millimetertiefe noch reflektierte weiche Strahlung in merklicher Stärke herausgelangen lassen. Von einem unter dem Glanzwinkel einfallenden Strahl spaltet sich hier beim Durchdringen der „wirksamen" Schicht ein nach außen gelangendes reflektiertes Bündel wie eine Fahne von ihrem Schaft ab (vgl. Fig. 2). So kommt es, daß die von der Gesamtheit der einfallenden Strahlen reflektierten fahnenförmigen Bündel auf der Projektionsfläche statt einer scharfen senkrecht zur Zeichenebene gerichteten Linie, die bei punktförmigem oder doch sehr kurzem Spalt S einen Kegelschnittbogen darstellt, ein ebenso gekrümmtes Band entworfen wird, das als Verbreiterung der Linie aufzufassen ist.

Diese Verbreiterung ist einseitig in der Richtung des einfallenden Strahles und ist in ihrer Helligkeit abgetönt, da die von den obersten Schichten stammenden reflektierten Strahlen weit weniger durch Absorption geschwächt worden sind als die aus tieferen Schichten. Die Helligkeitsabnahme ist jedenfalls exponentiell. In Fig. 2 ist diese Abtönung durch abgestufte Dicke der Linien CB bis DB zum Ausdruck gebracht.

Ganz ähnlich liegen die Verhältnisse bei der Schneidenmethode, wie Fig. 1 zeigt. Dort wird aber nicht nur ein Strahl von den Netzebenen der gesamten wirksamen Schicht reflektiert, sondern auch sämtliche ihm (innerhalb der Zeichenebene) parallelen aus der völlig ungeordnet einfallenden Strahlung. Von diesen parallelen Strahlen sind in der Figur nur solche gezeichnet, von denen reflektierte Strahlen an der Schneide S vorbei in merklicher Stärke wieder aus dem Kristall herausgelangen können. Es tritt also auch hier eine wirksame Schicht

1) H. Seemann, Ann. d. Phys. 51, 391, 1916 (Fig. 1).
2) H. Seemann, Ann. d. Phys. 49, 470, 1916 (Fig. 4, 5 u. 6).

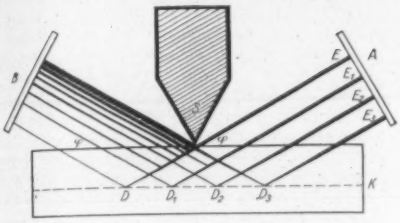


Fig. 1.

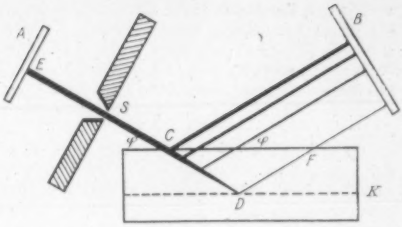


Fig. 2.

in Erscheinung, die jedoch wesentlich dünner ist als die analoge bei der oben gekennzeichneten Braggschen Methode. Die Helligkeitsabtönung ist nämlich hier viel steiler als dort, weil die austretende parallele Strahlenfahne SDB durch Überlagerung aller der reflektierten Fahnen zustande kommt, die von sämtlichen parallel ED einfallenden Strahlen herrühren. Von diesen ist die von ED (Fig. 1) stammende genau gleich der in Fig. 2. Dieser überlagert sich jedoch die Fahne des Strahles E_1D_1, E_2D_2, E_3D_3, in der Weise, daß der an und für sich schon hellere Rand der Fahne bei S noch mehr verstärkt wird, wenn auch die Breite und Intensität der Strahlenfahnen mit wachsendem Abstand der einfallenden Strahlen von S schnell abnimmt. In der Fig. 1 ist diese Addition durch die Anzahl der Strahlen und die Helligkeit der einzelnen durch ihre Stärke angedeutet.

Der Helligkeitsabfall der reflektierten Strahlen mit wachsendem Abstand von S etwa auf $^1/_{100}$ des Wertes bei S ist bei der Schneidenmethode daher in geringerem Abstand von S erreicht als bei der Braggschen Methode. Sie ergibt demnach schärfere Linien als jene in allen den Fällen, in denen die wirksame Schicht merklich ist. Bei sehr leichten Kristallen ist die Verbreiterung jedoch auch bei der Schneidenmethode selbst für stark absorbierbare Linien noch zu groß, um eine Spektroskopie mit ihnen zuzulassen.

Das Spektrogramm Nr. 2 auf Tafel VII zeigt das nach der Schneidenmethode an Zucker aufgenommene Spektrum der L-Linien des Platins in der 1., 2. und 3. Ordnung 5,6fach vergrößert. Die Silberbande liegt links außerhalb der Aufnahme etwa in demselben Abstand wie in Nr. 4 und 5, wo sie mit aufgenommen wurde. An der am stärksten belichteten Linie $L\alpha_1$ in 3. Ordnung ganz rechts kann man die Verbreiterung nach der kurzwelligen Seite zu recht gut erkennen, desgl. auch an den beiden hellen β-Linien links davon. Die rechten Ränder der Linien sind schärfer als die linken, wenn auch bei α_1 nicht ganz geradlinig, da sie in der Längenmitte weit stärker belichtet ist als an den Enden infolge der entsprechenden Helligkeitsverteilung des Brennflecks der Röntgenröhre. Sie wäre also auch bei sehr geringer Dicke der wirksamen Schicht in der Mitte ausgebaucht, wie alle Spektrallinien dort, wo sie überbelichtet sind. Die Helligkeitsabtönung in ihrer Längsrichtung läßt indessen umso besser erkennen, wie mit zunehmender Intensität der einfallenden Strahlung immer tiefere Schichten sich merklich an der Reflexion beteiligen. Die einseitige Verbreiterung ist in der Mitte am stärksten, an den schwach belichteten Spitzen am geringsten. Die Verbindungslinie der Spitzen, die die genaue Lage der Spektrallinie angibt (für kleine Glanzwinkel und kurze Linien), bildet zwar nicht ganz genau die Kante des Linienbandes aus den eben genannten Gründen, liegt aber unverkennbar unsymmetrisch nach längeren Wellen zu. Der linke Rand des Bandes ist geradezu die graphische Kurve der Helligkeitsabtönung längs ihres Querschnittes. Der Schwärzungsabfall selbst ist auf dem Originalnegativ unter dem Mikroskop deutlich sichtbar, verschwindet jedoch bei der Reproduktion, bei der durch äußerste Kontraststeigerung darauf hingearbeitet wurde, die unsymmetrische Lage der Spitzen klar herauszubringen, da diese Darstellungsweise leichter erkennbar ist. Daß die oberen Spitzen stumpfer sind als die unteren, rührt von einem im Wege stehenden Blendenrand (von M_1, vgl. unten Fig. 3), der das durch einen Bleispalt der Röntgenröhre ausgeschnürte Projektionsbündel des Brennfleckbildes nachträglich noch etwas abblendete.

Eine dritte Darstellungsweise ist die, eine Reihe verschieden stark belichteter Aufnahmen zu machen. Aus der einseitig wachsenden Breite der Linien mit wachsender Belichtungszeit, d. i. mit wachsender Teilnahme immer tieferer Kristallschichten an der Reflexion merklich kräftiger Strahlen, kann gleichfalls auf diese Wirkung geschlossen werden. Bei genauer Dosierung

und genau konstanter Härte der Strahlen kann die ganze Erscheinung auch messend erforscht werden. Einige verschieden stark belichtete Aufnahmen zeigten, daß tatsächlich durch immer knappere Belichtung die Linien immer schärfer wurden. Um aber z. B. die beiden starken β-Linien 1. Ordnung noch aufzulösen, mußte so knapp belichtet werden, daß außer ihnen und der α_1-Linie in schwächster Andeutung nichts zu sehen war. Die Aufnahme 2 der Tafel ist etwa 5mal so lange belichtet worden. Ihre rechten Linienränder sind demnach als überbelichtet zu betrachten. Tatsächlich ergab die Photometrierung der α-Linie 3. Ordnung statt eines exponentiellen Schwärzungsabfalles vom scharfen Rande aus zunächst sogar ein geringes Ansteigen bis etwa zu $^1/_6$ ihrer Breite vom Schwärzungswert $S = 0{,}54$ bis $S = 0{,}57$ und dann im letzten $^2/_3$ ein lineares Abfallen von $S = 0{,}54$ bis $S = 0{,}15$. Ihre Gesamtbreite, wie sie auf dem Photogramm erscheint, beträgt etwa 0,5 mm.

Mit der neuen Lochkameramethode ist es nun möglich, mit demselben Kristall, mit dem Nr. 2 der Tafel aufgenommen worden ist, ein Spektrogramm zu liefern, das an Schärfe die besten Aufnahmen an schwereren Kristallen mit den anderen Methoden übertrifft. Nr. 3 zeigt eine solche Aufnahme.

Die Wirkungsweise der Methode ist aus Fig. 2 ersichtlich. Macht man dort B statt A zur Leuchtquelle, so kann von allen unter dem Glanzwinkel φ reflektierten Strahlen nur der eine DE auf die Projektionsfläche A gelangen, der durch den Spalt S hindurchtrifft. Er wird erzeugt von sämtlichen unter dem Glanzwinkel φ einer bestimmten Wellenlänge einfallenden Strahlen BD bis BC, die ihn schneiden. Kein anderer unter φ reflektierter (in der Zeichenebene verlaufender) Strahl kann durch S hindurchgelangen. Die unter anderen Glanzwinkeln φ_1, φ_2, φ_3 ... reflektierten Strahlen, die demnach eine andere Wellenlänge haben oder dieselbe Wellenlänge in anderer Ordnung darstellen, treffen, soweit sie durch S hindurchgelangen, andere Punkte E_1, E_2, E_3 .... Sämtliche im Raume unter dem Glanzwinkel φ von K reflektierten Strahlen, die durch S hindurchtreffen, bilden einen Doppelkegelmantel, dessen Spitze in S liegt und dessen Schnittkurve mit der Projektionsfläche A die Spektrallinie darstellt. Diese muß demnach theoretisch linienförmig scharf sein, falls S punktförmig ist. In der Praxis kann S auch ein wenige Millimeter langer Spalt sein, wenn er parallel der reflektierenden Oberfläche läuft, ohne daß die Schärfe der Linien bei kleineren Glanzwinkeln darunter leidet, wie an anderer Stelle näher ausgeführt werden soll.

Die Lochkameramethode kann also, wie ersichtlich, als Umkehrung der gewöhnlichen Spaltmethode aufgefaßt werden. Physikalisch richtiger ist es jedoch, zu sagen, daß es optisch gleichgültig ist, an welcher Stelle des Strahlenganges zwischen Strahlenquelle und Projektionsfläche die Aussonderung des homozentrischen (oder astigmatischen) Bündels aus dem diffus einfallenden Licht erfolgt, ob vor, auf oder hinter dem Kristall von der Leuchtquelle aus gerechnet, ebenso wie es prinzipiell gleich ist, ob man die Bildumkehrung eines phot. Bildes durch einen ebenen Spiegel vor, in oder hinter dem Objektiv erfolgen läßt oder ob man einen Polarisator vor, in oder hinter den Linsensystemen eines Instrumentes anbringt. Da die reflektierende ebene Kristallschicht bei sehr leichten Kristallen jedoch eine merkliche Dicke besitzt, so daß dort nicht mehr von einer Spiegelung an einer Ebene sondern von einer Volumenreflexion gesprochen werden muß, ist die Reihenfolge der Erzeugung des geordneten Strahlenbündels der relektiven Reflexion am Kristall nicht mehr gleichgültig. Nur die Aussonderung des homozentrischen Strahlenbündels nach der Volumenreflexion führt zu scharfen Linien. Die gewöhnliche umgekehrte Methode ist in solchen Fällen unbrauchbar. Das Spektrum Nr. 3 ist nach der neuen Methode in demselben Zuckerkristall wie das von Nr. 2 mit feinstem Spalt aufgenommen und zeigt klar den gewaltigen Unterschied gegenüber Nr. 2 wie auch ihre Überlegenheit gegenüber den anderen Methoden, wenn man bedenkt, daß die Lochkameramethode ihre Eigenschaften für das ganze Röntgen- und γ-Strahlenspektrum beibehält, während die anderen Methoden im kurzwelligen Gebiete auch bei weniger leichten Kristallen versagen. Glimmer bildet hier insofern eine günstige Ausnahme, als man die wirksame Schicht leicht dadurch beliebig klein machen kann, daß man entsprechend dünne Spaltblätter benutzt. Zur Untersuchung des kurzwelligen Spektralgebietes kommt er aber leider wegen seiner geringen Auflösung wohl nicht in Frage.

Um noch deutlicher zu zeigen, daß die Linienverbreiterungen der Aufnahme Nr. 2 nicht etwa durch schlechtes Anliegen der Schneide oder Eindrücken der Kristallfläche durch zu starken Druck der Schneide erfolgt ist, ist in Nr. 1 noch eine Aufnahme an dem gleichen Zuckerstück nach der neuen Methode, aber mit weitem Spalt wiedergegeben. An der homogenen Schwärzung der Linien über ihre ganze Breite, die sich im Gegensatz zu Aufnahme 2 in der unveränderten durch die Spaltweite gegebenen Breite der Linien bis an ihre dunkel auslaufenden Enden äußert, ist zu erkennen, daß der Spalt tatsächlich ein paralleles Bündel

homogener Strahlen aus der Gesamtheit der parallel reflektierten homogenen Strahlen ausblendet.

Die Belichtungszeiten der verschiedenen Aufnahmen waren bei gleicher Stromstärke und Härte der Röhre (13 Milliampere, 7—8 Wehnelt), 5 cm Abstand Antikathode-Schneide und 139 mm Abstand Schneide-Platte, bei Nr. 1 und 2 je 5 Minuten, bei 3 20 Minuten, bei 4 (Platin-Doppelsalz) 40 Minuten, bei 5 40 Minuten, bei 6 30 Minuten. Da der Öffnungswinkel der vom Brennfleck der Röhre zum Spalt gelangenden konvergierenden Strahlen nicht groß genug war, um den gesamten Spektralbereich von 40°, der auf dem Spektrogramm der Tafel nur zum Teil wiedergegeben ist, zu umfassen, wurde der Spektralapparat etwa zu $^1/_3$ der gen. Zeiten so gedreht, daß die Strahlen das kurzwellige Gebiet umfaßten und in der übrigen Zeit so, daß sie das langwellige entwarfen. Da der Rand des Brennflecks allmählich in der Helligkeit abklingt, so war die Belichtung im mittleren Spektralgebiet, wo die Einzelbestrahlungen beider Gebiete sich überlagern, nicht sehr viel anders belichtet, als die Spektralenden. Immerhin sind die Spektren ungleichmäßig exponiert und die verschiedene Helligkeit gleicher — auf der Tafel übereinanderliegender — Winkelgebiete der einzelnen rührt daher. Die Röhre besaß einen ganz metallischen Entladungsraum mit einem schlitzförmigen, die Schneide des Spektrographen senkrecht kreuzenden Fenster aus *Al*-Blech von $^1/_{20}$ mm Dicke und intensive Wasserkühlung.

Die benutzten Zuckerkristalle waren besonders schöne Exemplare aus der Zuckerfabrik Lüps & Melcher in Uerdingen, die in wochenlanger Kristallisation an Fäden (Fadenkandis) gewonnen worden waren. Die eingeschlossenen Fäden verhindern die Bildung von Wassereinschlüssen und lassen Flächen mit optisch ebenen Stellen entstehen. Auch die am Boden aufgewachsenen Kristalle ohne Fäden sind von derselben Güte. Die unvermeidlichen oft starken Sprünge im Innern beeinträchtigen die Güte der äußeren Fläche nicht. Starke Temperaturschwankungen, z. B. durch Anfassen mit warmen Fingern, bewirken jedoch ein ruckartiges Weiterentwickeln der Sprünge bis zum Zerfall des Individuums.

Herrn Dr. Melcher, dessen Liebenswürdigkeit ich einen großen Vorrat solcher Kristalle verdanke, spreche ich hiermit meinen verbindlichsten Dank aus.

Flächen, auf denen durch mechanische Einwirkung oder durch Antrocknen der Mutterlauge nach dem Herausnehmen Unregelmäßigkeiten hervorgerufen sind, lassen sich durch vorsichtiges Abschleifen auf feinem Schmirgelpapier mit Alkohol, dann durch Polieren mit Polierrot der Uhrmacher (feinst geschlämmtes Pariserrot) auf einer mit einem oft gewaschenen Taschentuch bespannten Spiegelglasplatte leicht beseitigen. Das Polierrot wird an eine Stelle des Tuches eingerieben und das ganze Tuch mit Alkohol getränkt. Zunächst wird an der mit Polierrot versehenen Stelle leicht gerieben, dann allmählich auf die nur mit Alkohol getränkten übergegangen. Die schwach lösende Wirkung des Alkohols bzw. seines Wassergehaltes spielt die Hauptrolle dabei. Eine Fassung für den Kristall während des Bearbeitens, die aus einem kurzen weiten Rohr besteht, in das der Kristall womöglich nachstellbar mit Klebwachs so eingesetzt ist, daß seine zu bearbeitende Fläche mit dem unteren Rande des Rohres abschneidet, ist wünschenswert.

Zur Unschädlichmachung von geringen Strukturunregelmäßigkeiten kann der Kristall während der Aufnahme in beliebiger Richtung parallel verschoben oder die reflektierende Fläche in ihrer Ebene gedreht werden. Die reflektierenden kreisringförmigen Volumenzonen, deren Querschnitt in Fig. 2 das Dreieck FDC für die durch den Glanzwinkel φ gekennzeichneten Wellenlänge ist, wandert dann durch alle Unebenheiten der wirksamen Schicht hindurch und liefert einen mehr oder minder genauen scharfen Mittelwert der Spektrallinie in E.

Um die Brauchbarkeit[1]) der Schneidenmethode bei Verwendung guter schwerer Kristalle darzutun und das eben beschriebene *Pt*-Zuckerspektrum Nr. 2 richtig deuten zu können, ist in Nr. 4 ein *Pt*-Spektrum, das an Lithium-Kalium-Platincyanür $[Li\,K\,Pt\,(CN)_4 + 3\,H_2O]$ mittels der Schneidenmethode gewonnen ist, bei gleichem Abstand der Schneide-Platte (139 mm) wiedergegeben und in Nr. 5 ein ebensolches an Glimmer. Die Spektren 1—5 sind auf dem Photogramm 5,6fach vergrößert. Alle sind bei ruhendem Kristall aufgenommen worden. An der vorzüglichen Auflösung der beiden β-Linien 1. Ordnung, die auf der Originalplatte ca. 0,04 mm breit sind bei starker Schwärzung — die schwachen Linien ca. 0,01 mm — kann erkannt werden, daß sie die Vorzüge, die ihr in der zuerst zitierten Arbeit nachgerühmt wurden, tatsächlich besitzt, selbstverständlich nur bei Benutzung eines tadellosen, wenn auch noch so kleinen Kristallflächenstückchens. Bei beiden gen. Kristallen waren die ganzen Flächen von dieser gleichmäßigen Güte. Dabei war der *Pt*-Kristall in freier Hand poliert und dadurch erheblich krumm geschliffen worden. Der Glim-

1) Vgl. M. Siegbahn, Jahrb. d. Rad. u. El. 13, 304 (Fußnote), 1916.

mer war ziemlich bucklig, wie er durch das Spalten und Schneiden zu werden pflegt. Da sich nur das 1 mm lange, sehr schmale Oberflächenelement, auf dem die Schneide aufliegt, an der Reflexion der auf die Platte gelangenden Strahlen beteiligt, so machen sich selbst erhebliche Krümmungen der Kristallstruktur nicht bemerkbar, wofern nur das reflektierende Element nicht zerrissen oder sonstwie unregelmäßig deformiert ist. Solche Fehler sind aber an der Form der Linien sofort erkennbar. Es ist dann so lange nach einer guten Stelle zu suchen, bis die Linien so glatt und scharf erscheinen, wie in der reproduzierten Aufnahme. Dafür fällt bei der Schneidenmethode das schwierige Zentrieren der Kristalloberfläche fort und der Spektralapparat nimmt die denkbar einfachste Form an, die keinerlei genau gearbeiteter drehbarer Teile bedarf. Nur die Schneide muß scharf geschliffen sein und einen festen Abstand von einem gut ebenen Anschlagrahmen für die photographische Platte haben.

Die Gitterkonstante der drei Salze ist etwa 7 mal größer als die des am häufigsten benutzten Steinsalzes. Um das Aussehen des Pt-Spektrums an letzterem mit den obigen vergleichen zu können, ist es in Nr. 6 der Tafel wiedergegeben, jedoch nur in 2facher Vergrößerung, also 2,83 mal geringer als die anderen Spektren. Die Auflösung der β-Linien 1. Ordnung ist dort naturgemäß größer als bei den anderen und würde noch besser sein, wenn die Aufnahme knapper belichtet wäre. Die Linien sollten aber im vorliegenden Falle nicht nur in möglichster Schärfe, sondern auch möglichst vollständig erscheinen. Um beiden Anforderungen gerecht zu werden, mußte länger belichtet werden als es für die hellsten Linien richtig gewesen wäre, aber für die schwachen Linien doch nur so knapp, daß sie soeben sichtbar wurden. Um sie dann bei der Reproduktion mit Sicherheit miterscheinen zu lassen, mußten sie etwas nachgearbeitet werden (durch Radieren). An den Aufnahmen 1—5 ist jedoch kein solcher künstlicher Eingriff gemacht worden, insbesondere nicht an der Begrenzung der Linien. Nur Flecken und Plattenfehler auf dem dunklen Hintergrunde sind dort beseitigt worden.

In Nr. 6 ist die 1. und 2. Ordnung der L-Serie des Pt gut zu erkennen. Die Vergrößerung ist so gewählt, daß die 2. Ordnung der Serie etwa ebenso groß ist wie die 3. der übrigen Spektrogramme. Das weiße Kreuz bedeutet den Fußpunkt des von der Schneide auf die (ebene) Platte gefällten Lotes, desgl. in Nr. 5. Die Lot-Fußpunkte der anderen Spektrogramme liegen genau über letzterem. Die Zugehörigkeit der beiden schwachen Linien in der Nähe der Ag-Bandkante ist nicht klar. Die 3. oder 4. Ordnung der K-Serie des Pt können sie nicht darstellen. Es handelt sich wahrscheinlich um die 1. Ordnung der K-Serie einer leichten Verunreinigung des Pt.[1])

Über die stark verschiedene Helligkeit der Ag-Bande, die bei Glimmer in 1., 3. und 5. Ordnung, bei Zucker in 1. und 3. (die 1. liegt nicht mehr auf dem Photogramm) 3., bei $LiK\,Pt(CN)_4$ nur in 1. Ordnung erschienen ist, gegenüber der etwa gleichen Helligkeit der L-Linien, ferner auch über das Helligkeitsverhältnis der l-Linie zu den anderen bei den verschiedenen Kristallen läßt sich noch nichts Bestimmtes aussagen.

Spektrograph für die Schneiden und Lochkameramethode.

Die Konstruktion eines Spektrographen sowohl für die Schneiden als auch für die Lochkameramethode ist in ihren Grundzügen in Fig. 3 angedeutet. Auf der horizontalen Grundplatte A aus Messing oder Zink steht die Bleiplatte Pb senkrecht, deren rechte vordere Kante S die Schneide bildet, die am besten aus eingesetztem Wolfram besteht. Auf ihrer rechten Stirnfläche sitzen zwei gerade dreikantige prismatische Messing- oder Wolframklötze $M_1\,M_2$ übereinander, deren linke vordere senkrechte Kanten an S anliegen und die zwischen ihren oberen bzw. unteren Grundflächen einen horizontalen parallelflächigen Spalt von 1—3 mm frei lassen, durch den von hinten rechts die Röntgenstrahlen horizontal einfallen und an seiner vorderen sichtbaren rechteckigen Öffnung auf die dort unmittelbar anliegende Kristallfläche fallen. Sie dienen also als Blende und gleichzeitig als Anschlagfläche für den Kristall, der links bis über S hinausragt und gleichfalls an S anliegt, sofern es sich um die Schneidenmethoden handelt. Abstandsänderung von der Anschlagfläche und S kann durch zwischengelegte Papierstückchen bewirkt werden. Die Hilfsvorrichtung zum Andrücken des Kristalls, die im wesentlichen aus Bleiklötzen oder Winkeln zum Anklemmen an die Grundplatte bestehen, sind nicht gezeichnet. Die Prismen dienen ferner der Blende B als Anschlag, die alles von vorn rechts kommende Nebenlicht bis auf das streifend auf die Kristallfläche einfallende abhält. Um ihr etwaiges unvollkommenes Anliegen und das dadurch bedingte starke Nebenlicht in der Nähe des Nullpunktes des Spektrums zu beseitigen, sind noch einmal außen rechts zwei Bleiblechstreifen C vor diesem Zwischenraum befestigt, die den

1) Anmerkung bei der Korrektur: Wie mir Herr M. Siegbahn auf Anfrage soeben freundlichst mitteilt, handelt es sich wahrscheinlich um $K\alpha$ von Pd und Rh, die als Verunreinigungen von Pt vorkommen.

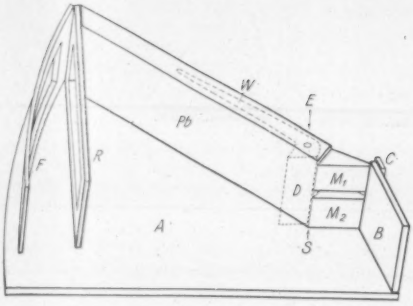


Fig. 3.

horizontalen Spalt zwischen den Prismen freilassen. Außer diesen Blenden ist es immer vorteilhaft links von S auf der Grundplatte eine aus einem Bleiblechwinkel bestehende Blende dicht neben dem Kristall aufzustellen, deren hintere Kante ungefähr mit der Verlängerung der Anschlagfläche des Kristalls abschneidet. Sie fängt das durch den Kristall oder rechts an ihm vorbeigegangene Licht auf und verhindert so, daß der über das ganze gestülpte Bleiblechdeckel auf seiner vorderen vertikalen Innenfläche bestrahlt wird und Sekundärstrahlen auf die Platte gelangen läßt. Letztere wird von links gegen den Anschlagrahmen R gepreßt. Wenn mit Film und Verstärkungsschirm (Kalziumwolframat-Kollodiumemulsion) gearbeitet wird, dient der zylindrische um S als Achse gebogene Rahmen F als Anschlag, um den zuerst der Film mit der Schicht nach links und darüber der Verstärkungsschirm mit der matten Seite nach rechts mittels eines darüber gezogenen Papier- oder Stoffstreifens gespannt wird.

Der ganze Apparat sitzt auf einer womöglich isolierenden Säule, um das Durchschlagen der Glasröntgenröhren zu erschweren und ist meßbar um diese drehbar. Säule und Schneide brauchen weder parallel noch zentriert zu sein. Die Schneide braucht um so weniger genau parallel dem Plattenrahmen RF zu sitzen, je kürzer das von ihr zur Wirkung gelangende, von den beiden Prismen freigelassene Stückchen ist. Als einzige Konstanten des Apparats muß der Fußpunkt und die Länge des Lotes von der Mitte dieses Schneidenstückchens auf die Platte bestimmt werden. Falls mit Films exakte Messungen gemacht werden sollen, muß außerdem das Schneidenstückchen genau in der Zylinderachse des Rahmens F liegen.

Die Umwandlung des Apparats für die Lochkameramethode besteht einfach in der Ergänzung der Schneide S zu einem Spalt, in dem das gestrichelt gezeichnete Bleiblech B, das an dem Winkelhebel W sitzt, der um die vertikal in Pb hineinzusetzende Achse E drehbar ist, mit seiner rechten Kante der Schneide S gegenüber gebracht wird. Die hintere Fläche von D liegt ungefähr in der Ebene der Anschlagfläche $M_1 M_2$. Der Winkelhebel wird durch Feinverstellung bewegt und durch Federkraft zurückgedrückt. D ist neigbar an ihm angebracht. Eine auf A angebrachte Parallelverschiebung von D wäre schwieriger herstellbar und nähme viel Platz fort.

Der Kristall wird für diese Anordnung rechts vom Spalt DS parallel in geringem Abstande von der Anschlagfläche $M_1 M_2$ aufgestellt. Er wird vorteilhaft an einer Parallelverstellung angebracht, die senkrecht auf die Anschlagflächen gerichtet ist. Nach links muß er so dicht als möglich an den Spalt DS heranreichen, um auch unter größeren Glanzwinkeln ausfallende Strahlen durch DS gelangen zu lassen. Als Drehverschiebung innerhalb seiner reflektierenden Spaltfläche zwecks Elimination kleiner Strukturfehler hat sich eine Drehung um eine horizontale dicht bei R gelegene Achse, die auch gleichzeitig die Parallelverstellung senkrecht zu $M_1 M_2$ mittels Mikrometerschraube ermöglicht, gut bewährt. Der Kristall sitzt dabei an einem langen zu dieser Achse führenden Hebel, der auf einer exzentrisch drehbaren Walze ruht, die während der Aufnahme stetig oder schrittweise ein oder mehreremal herumgedreht wird.

Der Gesamtapparat kann durch leicht abnehmbare Ansätze beliebig nach links verlängert werden, um die Auflösung zu erhöhen. Eine Grundlänge von 150 mm Schneide-Platte hat sich als vorteilhaft erwiesen. Eine Verdoppelung dieses Abstandes erhöht die Auflösung noch nicht viel. Für die Fläche $M_1 M_2$ dürfte 5 cm Höhe und 3—4 cm Breite fast immer ausreichen[1]).

Anwendung auf die Laue-Diagramme.

Das Prinzip der Lochkameramethode läßt sich auch auf die Laue-Friedrichsche Methode, bei der ein linienförmiges Bündel durch zwei feine Löcher ausgeblendet wird, anwenden. Da die Laue-Diagramme bei mittleren und schweren Kristallen, sofern diese nicht in außerordentlich dünnen Schliffen oder Spaltblättern bestehen, spektral fast ausschließlich Teile der reflektierten Silberbande des Spektrums — in mehreren Ordnungen — darstellen, kann von einer wirksamen

1) Der Apparat kann von dem Institutsmechaniker Wendel in einigen Wochen Lieferzeit bezogen werden; bis auf weiteres jedoch mit Gold statt Wolframschneide.

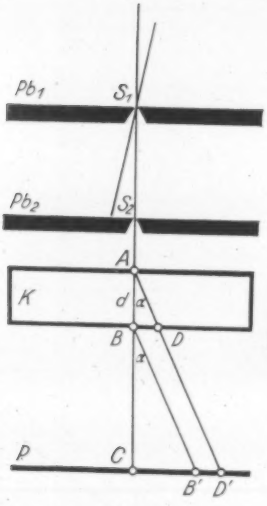


Fig. 4.

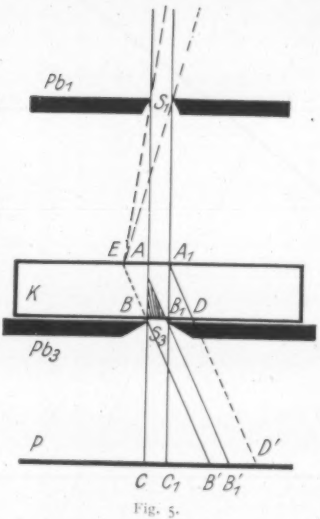


Fig. 5.

Schicht wie oben nicht gesprochen werden. Vielmehr ist die ganze Dicke des durchdrungenen Kristalls als wirksame Schicht aufzufassen, wenigstens solange es sich um geringe Ablenkung des reflektierten Strahls von der Richtung des einfallenden handelt.

Die Verhältnisse sind in Fig. 4 und 5 dargestellt. Fig. 4 zeigt die bisherige Anordnung mit ideal engen Blendenlöchern S_1 und S_2, die nur ein linienförmiges Bündel durch den Kristall K hindurch auf die Platte P gelangen lassen. Beim Durchstrahlen von K zwischen A und B werden von einer senkrecht zur Zeichenebene zu denkenden Strukturfläche, die den Neigungswinkel (Glanzwinkel) $\frac{\alpha}{2}$ gegen AB hat, von sämtlichen Punkten von AB Strahlen unter dem doppelten Glanzwinkel α innerhalb der Zeichenebene abgespalten. Diese entwerfen auf der Projektionsebene P die beleuchtete Linie $B'D' = d \cdot \operatorname{tg} \alpha$ statt, wie beabsichtigt, einen Punkt.

Die Helligkeit von $B'D'$ nimmt nun zwar nach D' zu ab, da der Weg AD, den der gleich anfangs von A abgespaltene Strahl im Kristall zurückzulegen hat, größer ist als der Weg, $AB = d$, den der in B abgespaltene zurückzulegen hat, nämlich

$$AD = \frac{d}{\cos \alpha}.$$

Dieses Längenverhältnis $AD : AB$ ist jedoch selbst bei größeren Werten von α klein gegenüber den analogen Verhältnissen bei der Oberflächenreflexion, wie sie oben beschrieben wurde. Wenn also dort schon durch kräftige Belichtung die Wirkung außerordentlich verschieden stark reflektierender Lagen der Oberflächenschicht deutlich in Erscheinung tritt, so ist es bei der Laue-Friedrichschen Methode mit Sicherheit zu erwarten. Die harten Strahlen, die überhaupt noch in solcher Intensität nach B gelangen, daß sie kräftige reflektierte Strahlen liefern, geben auch in A, wo sie noch ungeschwächt sind, so intensive Reflexstrahlen ab, daß letztere nach Zurücklegung des wenig längeren Weges AD noch merkliche Intensität besitzen.

Es ist nun ein leichtes, den beschriebenen Einfluß der Kristalldicke, d. i. die Projektion der in ihm durchstrahlten Spur AB auf P, zu verhindern und einen punktförmigen Fleck zu bekommen, indem man eine dritte feine Lochblende S_3 auf der Unterseite von K derart anbringt, daß nur der Punkt B noch freiliegt. Alle von der Spur AB reflektierten Strahlen mit Ausnahme von BB' werden von dieser Blende abgefangen. Die Blende S_2 kann nur dann fortfallen, wenn der Abstand Pb_1K oder der Abstand der Röntgenröhre von Pb_1 so groß ist, daß das durch S_1 einfallende homozentrische Strahlenbündel in nächster Umgebung von B genügend genau parallel ist.

Ist diese Bedingung nicht erfüllt, so würden beim Fortlassen der Blende S_2 die in Fig. 5 dargestellten Störungen eintreten. Die Figur dient gleichzeitig zur Beschreibung des Einflusses der endlichen Dicke des ausgeblendeten Strahlenbündels. Man sieht ohne weiteres, daß von sämtlichen von dem parallelen Bündel $S_1 S_3$ innerhalb des Zylinders $AA_1\ BB_1$ reflektierten Strahlen nur die in dem schraffierten Volumenelement gespiegelten durch S_3 hindurch gelangen. Letzteres projiziert sich als Ellipse mit der kleinen Achse $B'B_1'$. Wäre Pb_3 nicht vorhanden, so würde der ganze reflektierende Zylinder $AA_1\ BB_1$ sich auf P in Parallelprojektion $(B'D')$ projizieren.

Fehlt die Blende S_2, so können auch reflektierte Strahlen, die nicht von dem parallelen Bündel $S_1 S_3$ abgespalten sind, durch S_3 hindurchgelangen, z. B. der Strahl EB, der von anderen Strukturflächen, die zufällig in Reflexionsneigung gegen $S_1 E$ liegen, reflektiert worden ist. Der Punkt B wäre also der Projektionsfleck verschiedener Strukturflächen, d. h. es würde praktisch bei B' ein Zusammenfließen benachbarter Flecke stattfinden. Die Anbringung der Blende S_2, wie in Fig. 4, beseitigt diesen Fehler vollkommen. Die ganz ähnliche, wenn auch schwächere Wirkung der Divergenz des Bündels $S_1 S_3$, falls der Abstand $S_1 S_3$ oder der der Röntgenröhre von S_1 nicht groß genug gegenüber den Lochdurchmessern ist, vermag sie dagegen nicht zu beeinflussen.

Die experimentelle Nachprüfung der eben beschriebenen Verbesserungen der Laue-Friedrichschen Anordnung konnte noch nicht in Angriff genommen werden. Es ist nach Obigem klar, daß die Verbreiterung der Flecke nach außen, d. i. die merkliche Mitwirkung auch der oberen Teile von $AA_1\ BB_1$ an der Reflexion, bei kleinen Winkeln α nicht stört, desgl. nicht, wenn K dünn im Vergleich zum Durchmesser der Blenden S_1 ist. In diesen Fällen kann auf S_3 verzichtet werden.

Zusammenfassung.

1. Die vom Verf. früher (l. c.) angegebene Spektralmethode, die „Lochkameramethode" genannt wird, da der Spalt in der Strahlenrichtung hinter dem Kristall liegt, so daß er mit der photographischen Platte eine Lochkamera bildet, hat den besonderen Vorzug vor der alten Braggschen Methode und der „Schneidenmethoden" des Verf., daß sie unabhängig ist von der Dicke der wirksamen reflektierenden Kristallschicht. Sie liefert selbst mit leichtesten Kristallen, sofern diese fehlerlos sind oder ihre Fehler durch Parallelverschiebung während der Aufnahme ausgeglichen werden, ebenso scharfe Linien härtester Strahlung, wie sie mit den anderen Methoden im günstigsten Falle erreicht werden können. Dies wird mit Hilfe von Photogrammen des Pt-Spektrums am Zucker einerseits und $LiKPt(CN)_4$, Glimmer und Steinsalz anderseits bewiesen. Die einseitige Verbreiterung der L-Serienlinien an Zucker bei Benutzung der Schneidenmethode, die sonst weniger von der Dicke der wirksamen Schicht abhängig ist, als die Braggsche Methode, ist auf dem Photogramm direkt sichtbar.

2. Die Laue-Diagramme lassen sich durch ähnliche Anordnung eines dritten Diaphragmas unmittelbar hinter dem Kristall ebenfalls unabhängig von der Dicke der Kristallplatte machen.

3. Ein Spektrograph für die Schneidenmethode und die Lochkameramethode wird beschrieben.

Würzburg, Physikalisches Institut.

(Eingegangen 5. Mai 1917.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Über die Resonanztheorie des Hörens.

Von E. Budde.

(Schluß.)

B. Unterbrechungstöne, Phasenwechseltöne, Reflexionstöne, Kombinationstöne.

§ 7. Unterbrechungstöne. K. L. Schaefer und O. Abraham[1]) haben ältere Versuche von Zwaardemaker verfolgt und verbessert. Als Schallquelle dient ihnen eine Stimmgabel oder eine Lippenpfeife vor einem Mikrophon. Vom Mikrophon aus wird die elektrische Vermittlung des Schalles in ein anderes Zimmer geleitet und dort von einem Telephon aufgenommen. Die elektrische Leitung kann durch einen vibrierenden oder rotierenden Unterbrecher 64 bis 1800mal in der Sekunde unterbrochen werden. Es sei p die Schwingungszahl des Primärtones, u die Zahl der Unterbrechungen; dann zeigt das Experiment: Der Primärton wird geschwächt oder

1) K. L. Schaefer und O. Abraham, Ann. d. Phys. 13. 996. 1904.

verschwindet gänzlich, solange die Unterbrechung funktioniert; an seine Stelle tritt ein mehr oder weniger verwickelter Klang, in dem ein eigentlicher „Unterbrechungston" nur unter besonderen Umständen hörbar ist. Liegt p zwischen u und $2u$, so hört man vorwiegend $p-u$, daneben auch $2u-p$. In letzterem Fall schweben $p-u$ und $2u-p$ miteinander, wenn ihre Tonhöhen hinreichend wenig differieren. Analoge Tonbildungen treten auch dann auf, wenn $u>p$ ist und demnach mehr Stromunterbrechungen als Schwingungen des Primärtones stattfinden. Fällt nämlich u zwischen p und $2p$, so resultieren Sekundärtöne von der Form $u-p$. Bei größeren Differenzen zwischen p und u ergeben sich Töne wie $p-2u$, $p-3u$, $p-5u$, $p-12u$, $\frac{1}{2}u-p$, $3u-p$, $4u-p$, $7u-p$, $13u-p$. Nachträglich haben die Verfasser auch Töne $p+u$, $p+2u$ beobachtet. Töne, die den zwischenliegenden Differenztönen entsprechen, sind nur vereinzelt beobachtet worden. Ein Ton von der Schwingungszahl u wurde regelmäßig dann, aber auch nur dann vernommen, wenn $p=u$ oder ein ganzes Vielfaches von u war, dann ohne hörbare Nebentöne. Wich p um eine kleine Anzahl von Schwingungen von u oder dessen Vielfachen ab, so hörte man u schweben, und die Zahl der Schwebungen wird gleich der Differenz von p und u. Das Gesamtergebnis lautet also dahin, daß die Sekundärtöne, was ihre algebraischen Verhältnisse angeht, sich verhalten wie die Kombinationsprodukte zweier Töne p und u mit harmonischen Nebentönen. Das kann aber nicht so aufgefaßt werden, als ob u ein wirklicher Ton wäre, da in der Mehrzahl der Fälle p und u selbst im Telephonklang verschwinden. Die Sekundärtöne lassen sich durch Resonatoren verstärken; auch eine empfindliche Flamme reagiert auf sie. Die Verfasser schließen: Die Versuche geben keinen Anhalt dafür, daß im inneren Ohr infolge der Auflösung eines Tones in eine Reihe von Tonstößen besondere „Unterbrechungstöne" zustande kommen. Wenn man überhaupt das Wort Unterbrechungstöne beibehalten will, so bezeichnet es einen rein physikalischen Begriff.

F. A. Schulze[1]) weist nach, daß die Ergebnisse der vorstehenden Untersuchung sich in vollständiger Übereinstimmung mit der Helmholtzschen Resonanztheorie befinden. Bei Intensitätsschwankungen kann man die Amplitude A als Fouriersche Reihe ansetzen in der Form

$$A = a_0 + a_1 \sin(2\pi u t + \delta_1) + a_2 \sin(4\pi u t + \delta_2) + \cdots \text{ usw.}$$

Findet also eine Luftbewegung von der Schwingungszahl p mit dieser variabeln Amplitude statt, so ist die Elongation eines bewegten Teilchens

$$\begin{aligned} &A \sin(2\pi p t + \varepsilon) = a_0 \sin(2\pi p t + \varepsilon) \\ &\quad + a_1 \sin(2\pi p t + \varepsilon) \cdot \sin(2\pi u t + \delta_1) \\ &\quad + a_2 \sin(2\pi p t + \varepsilon) \cdot \sin(4\pi u t + \delta_2) + \cdots \text{ usw.} \\ &\quad = a_0 \sin(2\pi t + \varepsilon) \\ &\quad + \frac{a_1}{2}[\cos\{2\pi(p-u)t + \varepsilon - \delta_1\} \\ &\qquad + \cos\{2\pi(p+u)t + \varepsilon + \delta_1\}] \\ &\quad + \frac{a_2}{2}[\cos\{2\pi(p-2u)t + \varepsilon - \delta_2\} \\ &\qquad + \cos\{2\pi(p+2u)t + \varepsilon + \delta_2\}] \\ &\qquad + \cdots \text{ usw.} \end{aligned} \quad (1)$$

Schon Seebeck hat diese Entwicklung gekannt und daraus in seinem bekannten Streit gegen Ohm geschlossen, daß die vorstehenden Töne eine entsetzliche Dissonanz liefern müßten. Das tun sie in der Tat unter Umständen, z. B. wenn man eine Stimmgabel vor einem Resonator rotieren läßt. Nötig ist das aber nicht. Erfolgt die Amplitudenschwankung nahezu nach dem Gesetz $a(1-\cos 2\pi u t)$, so entstehen wesentlich nur die Töne p, $p-u$, $p+u$.

Die Intensitäten der Töne p, $p-u$ usw. lassen sich natürlich nur angeben, wenn die Art der Intermittenz oder der Intensitätsvariation bekannt ist. Dies ist der Fall bei denjenigen Versuchen von Schaefer und Abraham, wo die Intermittenz durch die periodische absolute Unterbrechung der elektrischen Leitung hergestellt war. Die Intensität von p hatte dann ihren vollen Wert, solange der Kontakt vorhanden war, um plötzlich auf Null abzunehmen und Null zu bleiben, solange der Strom offen war. Auf Grund dieser Tatsache berechnet F. A. Schulze die Intensität der Töne p, $p-u$ und $p+u$ und findet, daß das Ergebnis der Rechnung mit demjenigen der Versuche übereinstimmt. Ein bemerkenswertes Sonderergebnis der Untersuchung von Schaefer und Abraham besteht darin, daß u immer gehört wird, wenn p ein Vielfaches von u ist. Dazu ist darauf hinzuweisen, daß der Ton u sowohl im Ohr wie in der Telephonmembran als Differenzton gebildet werden kann, nämlich als (n eine ganze Zahl)

$$[p - nu] - [p - (n-1)u]$$

und

$$[p + nu] - [p + (n+1)u].$$

Schulze verweist auch auf die Töne, welche man hört, wenn man die Löcher einer Sirene teilweise verstopft. Hat z. B. eine Sirene 60 Löcher und man verschließt immer sechs benachbarte, während weitere sechs offen bleiben, so ist die

1) F. A. Schulze, Ann. d. Phys. **26**, 217, 1908.

Grundperiode der Teilung 60/12. Man hört also den Ton 5 und dessen Obertöne, zu denen auch der Ton 60 gehört. Das ist aber nicht bloß der Fall, wenn die verstopften Löcher so angeordnet sind

○ ○ ○ ○ ○ ○ ● ● ● ● ● ●,

sondern auch bei Anordnungen wie

○ ○ ○ ○ ○ ○ ● ○ ● ● ○ ○,

○ ○ ○ ○ ○ ○ ● ○ ○ ● ● ○ usw.

Die sogenannten Unterbrechungstöne bilden danach überhaupt keine besondere Klasse von Tönen mehr, sondern sind nur ein besonderer Fall der Variationstöne und unterliegen wie diese der Gl. (1).

§ 8. Phasenwechseltöne. Bekanntlich hat R. König sich lange Zeit bemüht, die Youngsche Stoßtheorie der Kombinationstöne gegen Helmholtz wieder zu Ehren zu bringen, hat aber keinen Erfolg damit gehabt. Zur Widerlegung der Königschen Schlüsse hat eine Abhandlung von L. Hermann[1]) „Beiträge zur Lehre von der Klangwahrnehmung" wesentlich beigetragen. Aber in derselben Abhandlung ist Hermann wieder auf die Periodiktheorie zurückgekommen und hat Versuche beschrieben, die nach seiner damaligen Ansicht mit der Helmholtzschen Theorie in Widerspruch stehen sollten. Er arbeitete mit Zahnradsirenen, deren Zähne so ausgeschnitten waren, daß sie periodische Phasenumkehrungen bewirkten. Die verschiedenen von ihm verwendeten Formen des Scheibenrandes sind prinzipiell ziemlich gleichwertig. Wir betrachten daher hier nur eine derselben. Die Sirene war geschnitten wie Fig. 7 zeigt. Der

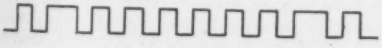


Fig. 7.

Rand enthält Zähne in solchem Abstande, daß sich bei gleichmäßiger Anordnung 180 Zähne auf dem Umfang befunden hätten. Nach je sechs Zähnen war aber einer von doppelter Breite angebracht, und das hat die Folge, daß die Phase der Schwingung nach jedem breiteren Zahn, also nach je $^1/_{24}$ der Peripherie, umgekehrt wird. Hermann will nun, wenn die Scheibe eine Umdrehung in der Sekunde macht, den Unterbrechungston von 24, und außerdem auch deutlich den Hauptton von 180 Schwingungen gehört haben. Er schließt daraus, daß ein Ton auch dann gehört wird, wenn er nach einer mäßigen Anzahl von Schwingungen jedesmal seine Phase umkehrt, und benutzt diesen Satz als Argument gegen die Helmholtzsche Theorie der Kombinationstöne.

Die Frage blieb theoretisch in der Schwebe, bis F. A. Schulze[1]) sie vollständig klarstellte. Es handelt sich auch bei dem Hermannschen Versuch um Variationstöne, und zwar um den vorhin schon besprochenen Spezialfall, daß p ein ganzzahliges Vielfaches von u ist. Die Resonanztheorie kennt natürlich keine Phasenwechseltöne. Die Grundperiode der Teilung ist in der vorstehenden Figur der Abstand von der Mitte eines verbreiterten Zahnes bis zur Mitte des nächstfolgenden, d. h. sie umfaßt 8 Zähne und 7 Zahnlücken, zusammen 15°, also $^1/_{24}$ des Umfanges. Bei einer Rotation pro Sekunde muß man also den Ton 24 und seine harmonischen Obertöne hören. F. A. Schulze hat nun die Koeffizienten, welche diesen Obertönen in der Fourierschen Reihe zukommen, aus der Anordnung der Zähne berechnet, und wenn die Amplitude des Grundtones = 1 gesetzt wird, so finden sich für die verschiedenen Partialtöne die nachstehenden Werte:

(Die erste Zeile enthält die Ordnungsnummern der Partialtöne, die zweite die entsprechenden Amplituden.)

I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX
1,00	1,03	2,11	1,38	1,62	2,05	6,41	5,56	3,00

Man sieht, daß der siebente und achte Partialton besonders stark sind; sie entsprechen den Tonhöhen 168 und 192, und der wiederholte Versuch ergibt deutlich, daß man in der Tat die Töne 168 und 192, nicht aber den von Hermann angegebenen Ton 180 hört. Letzteren auch nicht mit dem Resonator; während die von der Theorie geforderten Töne durch den Resonator verstärkt werden. Die Versuchsergebnisse Schulzes stimmen überein mit älteren von Pipping[2]). Seine Theorie ist auf dem Gebiete der elektrischen Schwingungen von Rogowski[3]) sowie von Straßer und Zenneck[4]) zum Teil vorweggenommen worden.

G. Jaeger[5]) hat in seiner Abhandlung „Zur Theorie der Exner-Pollakschen Versuche" ältere Versuche von Exner und Pollak behandelt, die denjenigen von Hermann im Prinzip ähnlich sind. Exner und Pollak haben z. B. einen Ton in ein Telephon aufgenommen, von diesem zu einem zweiten Telephon fortgeleitet und in die metallische Leitung, welche

1) L. Hermann, Pflügers Archiv **56**, 467, 1894.

1) F. A. Schulze, Ann. d. Phys. **45**, 283, 1914.
2) H. Pipping, Zeitschr. f. Biologie 31, N. F. S. 13 und 524, 1894.
3) H. Rogowski, Ann. d. Phys. **20**, 766, 1906.
4) B. Straßer und J. Zenneck, Ann. d. Phys. **20**, 759, 1906.
5) G. Jaeger, Sitzber. Wien. Akad. d. Wiss. **113**, IIa, 314, 1904.

die beiden Telephone verbindet, einen Kommutator eingesetzt, der periodisch die Phasen im Empfangstelephon umkehrt. G. Jaeger behandelt also die Aufgabe, eine gewöhnliche periodische Schwingung mit plötzlichen periodischen Umkehrungen mathematisch zu behandeln. Dazu benutzt er die Tatsache, daß die Reihe

$$\sin\varphi + \frac{1}{3}\sin 3\varphi + \frac{1}{5}\sin 5\varphi + \cdots$$

für $0 < \varphi < \pi$ den Wert $\frac{\pi}{4}$, dagegen für $\pi < \varphi < 2\pi$ den Wert $-\frac{\pi}{4}$ und damit die Eigenschaft eines Diskontinuitätsfaktors hat. Setzt man also

$$\frac{A}{m} = B\left(\sin 2\pi mt + \frac{1}{3}\sin 6\pi mt + \frac{1}{5}\sin 10\pi mt + \cdots\right), \quad (2)$$

so besitzt A abwechselnd die Werte $\frac{\pi mB}{4}$ und $-\frac{\pi mB}{4}$. Für einen Ton, dessen erzwungene Schwingungszahl n sein würde, wenn keine Phasenumkehr stattfände, ergibt sich mit der periodischen Phasenumkehr eine Schwingungsgleichung von der Form

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2b\frac{dx}{dt} + q^2x = \frac{A}{m}\sin 2\pi nt. \quad (3)$$

Mit Gl. (2) ergibt sich daraus für die rechte Seite der Gl. (3) eine unendliche Reihe aus Gliedern von der Form

$$C \sin 2k\pi mt \cdot \sin 2\pi nt,$$

wo k jede ungerade Zahl von 0 bis ∞ sein kann. Jedes derartige Produkt läßt sich in bekannter Weise in die Summe zweier Cosinus zerlegen, und damit ergeben sich die von Exner und Pollak experimentell gefundenen Tatsachen: Bei langsamem Wechsel der Stromrichtung erhält man den Eindruck von Schwebungen; bei zunehmender Zahl sinkt die Tonstärke, und schließlich macht der Ton einem Geräusch Platz. Das letztere tritt bereits ein, wenn die Wechselzahl klein ist im Vergleich zur Schwingungszahl des primären Tones.

Die zitierte Abhandlung von F. A. Schulze enthält noch viele Einzelheiten von erheblichem Interesse, insbesondere Intensitätsbestimmungen; doch muß ich hier, wo es wesentlich darauf ankommt, die größeren Linien des Fortschrittes aufzuzeigen, für diese auf die Originalarbeit verweisen.

§ 9. Reflexionstöne. In ähnlicher Weise wie die Phasenwechseltöne hat F. A. Schulze[1]) die Reflexionstöne oder Pfaundlerschen Töne behandelt. Bekanntlich hat Baumgarten (früher schon Savart) beobachtet, daß man zwischen einem Wasserfall und einer wenige Meter davon entfernten Mauer stehend aus dem Geräusch einen Ton heraushört, dessen Höhe bei Annäherung an die reflektierende Mauer steigt. Er hat sich die Erscheinung durch die Annahme zu erklären versucht, daß jeder Geräuschimpuls das Ohr erst direkt und dann noch einmal nach der Reflexion trifft. Die Wellenlänge des Tones ist dementsprechend gleich dem Doppelten des Abstandes zwischen Ohr und Wand. Pfaundler hat die Beobachtung in eine Form gebracht, welche dem Experiment leicht zugänglich ist. Er hat an der Lochreihe einer Sirene zwei Blasröhren angebracht, von denen die eine feststand, während die andere längs der Lochreihe bewegt werden konnte. Bei einem gegebenen Abstand der beiden Anblaserohre wird, wenn die Lochscheibe rotiert, jedes einzelne Loch zweimal hintereinander angeblasen, es werden also je zwei Stöße in die Luft geschickt, deren einer von der festen, der andere von der beweglichen Anblaseröhre ausgeht, analog wie bei der Baumgartenschen Beobachtung der direkte und der reflektierte Impuls in bestimmtem zeitlichen Abstand das Ohr treffen. Je mehr die beiden Pfaundlerschen Anblaserohre einander genähert werden, desto kürzer ist die Zeit zwischen den beiden Anstößen. Nach der Periodiktheorie sollte man also einen Ton hören, der dem Abstande der beiden Anblaseröhren entspricht und der stetig in die Höhe gehen würde, wenn man die beiden Röhren einander nähert. Der Versuch ergab bei Pfaundler, daß man den Reflexionston nicht deutlich wahrnahm, wenn die beiden Röhren in konstanter Entfernung voneinander gehalten wurden, daß er aber sofort hervortrat, wenn man den Abstand und damit die Höhe des „Reflexionstones" variierte. Hermann[1]) hat den Versuch wiederholt, glaubt, die Existenz der Pfaundlerschen Töne experimentell vollständig nachgewiesen zu haben und zieht daraus den Schluß, daß es Tonempfindungen gibt, die nicht auf Resonanz beruhen können.

F. A. Schulze hat nun die Pfaundlersche Versuchsanordnung einer genauen kritischen Rechnung unterworfen und hat berechnet, welche Partialtöne nach der Resonanztheorie zu erwarten sind und welche Intensität denselben bei verschiedenen Winkelabständen der beiden Anblaserohre zukommen muß. Die genaue Beobachtung zeigt, daß das Experiment diese Folgerungen mit hinreichender Schärfe bestätigt:

1) F. A. Schulze, Ann. d. Phys. **49**, 683, 1916.

1) L. Hermann, Pflügers Archiv **146**, 249, 1912.

Man hört in dem entstehenden Klang die von der Resonanztheorie geforderten Teiltöne schätzungsweise in einer Stärke, wie sie von der Resonanztheorie verlangt wird. Töne dagegen, die abweichend von der Resonanztheorie durch die Periodiktheorie gefordert werden, hört man nicht. Die Pfaundlerschen Töne bilden somit keine besondere durch die Benennung „Reflexionstöne" auszuzeichnende Klasse.

Die Pfaundlersche Versuchsanordnung, mit der auch Hermann und Schulze gearbeitet haben, ist der Beobachtung reflektierter Wassergeräusche insofern nicht ganz analog, als die einzelnen Doppelstöße bei Benutzung der Sirene ganz regelmäßig aufeinander folgen, während sie bei der ursprünglichen Baumgartenschen Beobachtung zeitlich recht unregelmäßig verteilt sind. Das hat aber zunächst nur die Wirkung, daß die Theorie sich schärfer auf den Pfaundlerschen Versuch anwenden läßt.

H. Starke[1]) hat eine Auffassung angegeben, welche die Baumgartenschen Töne auch ohne das intensive Eingehen Schulzes erklären soll. Danach ist in dem Geräusch des Wassers eine große Menge von Tönen verschiedener Höhe vorhanden, und von diesen Tönen wird jedesmal derjenige besonders stark gehört, dessen durch Reflexion an der Mauer gebildete stehende Welle im Ohr des Beobachters einen Knotenpunkt hat. Eine Erklärung dieser Art ordnet sich offenbar der Resonanztheorie unter, aber sie hat auch ein Bedenken gegen sich: Nach ihr müßte, wenn das Ohr der Mauer stetig genähert wird, der gehörte Reflexionston stetig in die Höhe steigen, oder, da vermutlich nicht alle möglichen Töne im Wassergeräusch vorhanden sind, müßte er sich in kleinen unregelmäßigen Sprüngen ändern — und das stimmt nicht mit den quantitativen Feststellungen Schulzes.

In letzter Zeit habe ich[2]) eine kleine Untersuchung veröffentlicht, welche die beiden Sätze ergibt: 1. Gleichgerichtete periodische Impulse von unendlich kurzer Dauer regen einen schwingungsfähigen Punkt zu periodischen Schwingungen an, und wenn die Periode des Punktes mit derjenigen der Impulse übereinstimmt, reagiert der erstere fast genau so wie er auf eine harmonisch variierende Kraft resonieren würde; 2. stark gedämpfte Schwingungen, die sich in kurzen Perioden wiederholen, wirken auf einen schwingungsfähigen Punkt annähernd wie unendlich kurze Impulse. Tonbildungen, wie das Summen eines Teekessels, das Anschlagen eines Kartenblattes an die Zähne eines Zahnrades usw. können also nicht für die Periodiktheorie in Anspruch genommen werden, sondern ordnen sich der Resonanztheorie unter.

Damit ist denn wohl der letzte Einwand gegen die Resonanztheorie gefallen, der aus Beobachtungen von der Art der hier besprochenen geschöpft werden könnte.

§ 10. Kombinationstöne. Bekanntlich hat schon Helmholtz[1]), wenn auch nicht mit voller Konsequenz, zwei Arten von Kombinationstönen unterschieden:

1. Objektive, die unabhängig vom Ohr existieren und sich leicht durch Resonatoren verstärken lassen,

2. subjektive, die bei der gewöhnlichen Beobachtung erst im Ohr zustande kommen.

Die Unterscheidung zwischen Summations- und Differenztönen ist demgegenüber für das Folgende weniger wichtig und wird hier als hinreichend bekannt und unbestritten nicht besonders betont. Dagegen besteht in der Tat ein Unterschied zwischen den beiden angeführten Arten, der sich im Laufe der Zeit etwas verwischt hat, der aber, wenn keine Unklarheit eintreten soll, von vornherein im Auge behalten werden muß. Nur entspricht, wie schon Waetzmann hervorgehoben hat, die Trennung in subjektive und objektive Töne nicht den wirklichen Verhältnissen. Es sind vorläufig zu unterscheiden:

I. Kombinationstöne erster Art; sie existieren im Luftraum objektiv und, damit das resonierende Organ auf sie reagiere, braucht ihm nicht die Eigenschaft zugeschrieben zu werden, daß es an sich eine nicht lineare Schwingungsgleichung besitzt;

II. Kombinationstöne zweiter Art, die nur wahrnehmbar werden, wenn das resonierende Organ an sich eine nicht lineare Schwingungsgleichung hat.

In beiden Fällen wird vorausgesetzt, daß zwei primäre Tonquellen von den Schwingungszahlen m und n gegeben seien.

ad I. Töne der ersten Art entstehen nach Helmholtz vor allem bei Blasinstrumenten, die derart gebaut sind, daß dieselbe Luftmasse von den beiden Primärtönen in heftige Erschütterung versetzt wird. Z. B. in der mehrstimmigen Sirene, bei welcher zwei Löcherreihen aus demselben Windkasten gleichzeitig angeblasen werden. Ebenso beim Harmonium, wenn zwei Töne ihren Wind aus einem gemeinschaftlichen Blasebalg beziehen.

Waetzmann[2]) hat entsprechende Töne erzeugt, indem er die Stiele zweier Stimmgabeln aneinanderdrückte; Hermann[3]) hat zwei König-

1) H. Starke, Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 285, 1908.
2) E. Budde, diese Zeitschr. **18**, 69, 1917.

1) H. Helmholtz, l. c. Beilage XII.
2) E. Waetzmann, Ann. d. Phys. **20**, 837, 1906.
3) L. Hermann, Ann. d. Phys. **25**, 697, 1908.

sche longitudinal schwingende Glasstäbe auf ein und demselben Brett befestigt und dabei kräftige Kombinationstöne erhalten. Er hat auch den Waetzmannschen Versuch mit Erfolg dahin modifiziert, daß er zwei Stimmgabeln auf ein Tannenholzbrett schraubte.

In all diesen Fällen werden Resonatoren, die auf einen „Kombinationston" abgestimmt sind, zum Mitschwingen gebracht.

Sieht man sich nun aber die physikalischen Bedingungen dieser Versuche näher an, so erkennt man sofort ihre gemeinschaftliche Eigentümlichkeit: Die beiden primären Tonerzeuger sind mechanisch miteinander gekoppelt. Im Fall der Sirene und des Harmoniums mit einfachem Blasebalg funktioniert die Luft der Windkästen als koppelnde Verbindung, im Fall der Glasstäbe und aufgeschraubten Stimmgabeln die tragenden Bretter. Die fraglichen Töne unterliegen daher theoretischen Betrachtungen über Kopplung von der Art, wie sie M. Wien[1]) in seiner Abhandlung „Über die Rückwirkung eines resonierenden Systems" gegeben hat. (Wien braucht in derselben das Wort Resonanz in anderem Sinne als es hier geschehen ist, man könnte es bequem durch „Unisono" ersetzen; doch kommt eben das Unisono für die hier vorliegenden Versuche nicht in Betracht.) Tatsächlich enthält der letzte Teil der Beilage XVI von Helmholtz eine Kopplungsrechnung unter vereinfachten Bedingungen. Ich möchte danach vorschlagen, die fraglichen Töne aus dem Umfang des Begriffes Kombinationstöne überhaupt auszuscheiden und sie als Kopplungstöne zu bezeichnen. Da sie objektiv in der das Ohr umgebenden Luftmasse vorhanden sind, werden sie als objektive Töne vom Ohr aufgenommen und unterscheiden sich für die Resonanztheorie nicht von gewöhnlichen Tönen anderer Entstehungsweise.

Ein Versuch von Hermann ist noch besonders zu besprechen. Nach Hermann entstehen „Kombinationstöne" erster Art in ein und demselben Harmonium auch dann, wenn jede der beiden primär tönenden Zungen von einem besonderen Windkasten gespeist wird; sie kommen aber nicht zustande, wenn die beiden Zungen zwei getrennten Harmoniums angehören. Eine Erklärung, die im Anschluß an das Vorstehende naheliegt, ist gegeben, wenn man annimmt, daß im ersten Fall der Holzkörper des Harmoniums durch seine Schwingungen die mechanische Kopplung zwischen den beiden Zungen herstellt. Hermann selbst nimmt an, im trocknen Holz des Harmoniumkörpers seien Partien vorhanden, die zu unsymmetrischer Schwingung neigen und dadurch zur Entstehung von wirklichen Kombinationstönen (siehe ad II) Veranlassung geben. Eine Entscheidung zwischen den beiden Erklärungsarten dürfte wohl nicht ohne besondere Versuche zu treffen sein. Jedenfalls enthält der Versuch eine Andeutung, daß man unter Umständen nicht mit reinen Kopplungs- oder Kombinationstönen, sondern mit einem Gemisch von beiden zu tun haben kann.

ad II. Sind die beiden primären Tonerreger nicht gekoppelt, so wirken auf das resonierende Objekt zwei voneinander unabhängige Wellenzüge. Es darf als bekannt vorausgesetzt werden, daß diese keinen Kombinationston hervorbringen, wenn das resonierende Objekt für sich eine symmetrische (lineare) Schwingungsgleichung von der Gestalt

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2b\frac{dx}{dt} + q^2x = F\sin 2\pi mt + G\sin(2\pi nt + c) \quad (4)$$

hat. Sollen also Kombinationstöne durch die Resonanz zum Vorschein kommen, so muß ein resonierendes Objekt vorhanden sein, in dessen Schwingungsgleichung ein nichtlineares Glied eingeht. Die Luft kommt dafür nicht in Betracht, weil die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles in Gasen nicht in merklichem Grade von der Intensität abhängt. Waetzmann[2]) hat experimentell nachgewiesen, daß auch die Schwingungsgleichung einer tropfbaren Flüssigkeit (Wasser) nicht merklich von der Linearität abweicht.

Helmholtz (Beilage XII) hat, wie bekannt, angenommen, es sei im menschlichen Ohr ein mitschwingendes Organ vorhanden, bei welchem die elastische Kraft nicht einfach mit x proportional ist, sondern ein Glied mit x^2 enthält. Seine Schwingungsgleichung lautet demgemäß, wenn zwei Primärtöne mit den Amplituden F und G einwirken (Differentiationen nach der Zeit sind durch Striche bezeichnet)

$$x'' + ax + bx^2 = F\sin mt + G\sin(nt + c). \quad (5)$$

Seine allbekannte Integrationsmethode beruht darauf, daß er x in eine Potenzreihe entwickelt. Gegen sein Verfahren sind verschiedentlich berechtigte Einwürfe erhoben worden[2]). Erstens war die Konvergenz der von ihm benutzten Reihe nicht sichergestellt, zweitens hat er in seine Gleichung kein Dämpfungsglied aufgenommen; ein solches ist aber wesentlich, da es sich bei der Resonanz in erster Linie um erzwungene Schwingungen handelt, deren Eintreten und Be-

1) M. Wien, Wied. Ann. **61**, 151, 1897.

1) E. Waetzmann, Ann. d. Phys. **33**, 1299, 1910.
2) Vgl. E. Waetzmann, „Zur Helmholtzschen Resonanztheorie", Habilitationsdissertation und Ann. d. Phys. **24**, 75, 1907.

trag von der Dämpfung abhängt. Der Helmholtzsche Ansatz ist wesentlich erweitert worden von Cl. Schaefer[1]). An die Stelle der Gl. (5) setzt Schaefer einen allgemeineren Ansatz von der Form

$$x'' + q^2 x + \sum a_{\alpha\beta} x^{(\alpha)} x^{(\beta)} = F \cos mt + G \cos nt, \qquad (6)$$

in welchem $x^{(\alpha)}$ und $x^{(\beta)}$ die αte bzw. βte Ableitung von x nach der Zeit bedeuten und das Summenzeichen eine endliche Summation andeutet. (Für $\alpha = \beta = 0$ reduziert sich die Gleichung auf die Helmholtzsche.) Schaefer zeigt, daß diese Gleichung sich durch eine der Helmholtzschen ganz ähnliche Reihenentwicklung integrieren läßt. Sie behält diese Eigenschaft auch dann, wenn man ein gewöhnliches Dämpfungsglied $2bx'$ auf der linken Seite zufügt. Die Konvergenz der von ihm verwendeten Reihe ist für hinreichend kleine Anfangswerte von Poincaré dargetan. Die Integration der Differentialgleichung führt in ganz ähnlicher Weise, wie bei Helmholtz selbst, auf Kombinationstöne, in erster Annäherung auf solche von den Schwingungszahlen $m-n$ und $m+n$. Es ergibt sich also, daß jede Differentialgleichung von der Gestalt (6), die sich physikalisch interpretieren läßt, eine mögliche Theorie der Kombinationstöne liefert.

Ein erstes Beispiel dieser Art erhält man, wenn man setzt

$$x'' + q^2 x + b x'^2 = F \cos mt + G \cos nt. \qquad (7)$$

Das Glied bx'^2 läßt sich als Reibungsglied deuten, das dem Quadrat der Geschwindigkeit proportional ist. Nur muß man bei dieser Deutung berücksichtigen, daß die Reibungskraft mit der Geschwindigkeit das Vorzeichen wechselt; betrachtet man also b als positiven Absolutwert, so muß die Reibungskraft gleich bx'^2 gesetzt werden, solange die Geschwindigkeit des schwingenden Punktes negativ ist; bei der Rückschwingung aber, wo die Geschwindigkeit positiv ist, muß das Reibungsglied lauten $-bx'^2$. Die Durchführung der Integration unter diesen Bedingungen liefert die Kombinationstöne, speziell diejenigen erster Ordnung von den Schwingungszahlen $m-n$ und $m+n$. Das Bezeichnende an diesem Fall ist, daß dabei weder Asymmetrie noch große Amplitude des resonierenden Objektes zur Bildung der Kombinationstöne erforderlich sind; es genügt vielmehr eine dem Quadrat der Geschwindigkeit proportionale Dämpfung, wie sie z. B. bei in Luft schwingenden Platten auftritt.

Cl. Schaefer behandelt ferner eine Differentialgleichung, welche sich physikalisch deuten läßt als Schwingungsgleichung eines mit Flüssigkeit gefüllten Röhrensystems, das an einem Ende durch eine elastische Membran verschlossen ist. Als ein solches Röhrensystem ist aber die Schnecke anzusehen, der das runde Fenster als elastischer Verschluß dient. Sonach könnte das Schneckenwasser an sich Veranlassung zu Kombinationstönen geben. Doch wird diese Folgerung etwas unsicher dadurch, daß nach Schaefers eigener Rechnung, wenn ein Kombinationston zustandekommen soll, ein merklicher Größenunterschied zwischen dem Anfangs- und dem Endquerschnitt des fraglichen Röhrensystems vorhanden sein muß. Ob ein solcher Unterschied zwischen dem ovalen und dem runden Fenster beim Durchschnitt der Menschen nachweisbar ist, muß wohl vorläufig dahingestellt bleiben; auch setzt die ganze Rechnung eine Flüssigkeit voraus, die in ein starres Röhrensystem eingeschlossen ist, und es kann wohl nicht mit Sicherheit behauptet werden, daß sie auch dann noch gilt, wenn die eine Hälfte des Rohres, wie in der Schnecke, von der anderen durch eine elastische Zwischenwand getrennt ist.

F. A. Schulze[1]) hat eine Rechnung angestellt, die mit der Schaeferschen Rechnung zu Gl. (7) Ähnlichkeit hat. Er untersucht nämlich eine Differentialgleichung, die der Helmholtzschen darin ähnlich ist, daß sie ein quadratisches Glied bx^2 enthält; er nimmt aber an, daß die Konstante b bei jedem Durchgang durch die Ruhelage einen Vorzeichenwechsel erleidet. Er findet, was nach dem Obigen selbstverständlich ist, Kombinationstöne. Auch hier ist in der Schwingungsgleichung keine Asymmetrie mehr vorausgesetzt, sondern nur eine Größe der Amplitude, welche die Abweichung von der Linearität bedingt.

Ferner hat Waetzmann[2]) ein neues Element in die theoretische Betrachtung gebracht. Eine Membran wird beim Auftreffen kurzer Schwingungen durch den Schalldruck einseitig verschoben, sobald die Schwingungszahl der auftreffenden Welle größer ist als die Eigenschwingungszahl der Membran. Durch den Schalldruck kommt also eine gewisse Asymmetrie in die Membran und Waetzmann hat auch nachgewiesen, daß eine Membran bei hinreichend starker Erregung außer der einseitigen Ausbuchtung erzwungene Schwingungen zeigt. Danach können also auch durch den Einfluß des Schalldruckes Kombinationstöne entstehen.

Eine ältere Theorie von W. Voigt, die von

1) Cl. Schaefer, Ann. d. Phys. **33**, 1216, 1910.

1) F. A. Schulze, Ann. d. Phys. **34**, 817, 1911.

2) E. Waetzmann, Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 424, 1914.

Auerbach[1]) in Winkelmanns Handbuch wieder aufgenommen ist, schließt sich der Periodiktheorie an und darf nach allem Obigen als widerlegt angesehen werden; vgl. dazu auch Waetzmann in dieser Zeitschrift **12**, 237, 1911.

Die bisher betrachteten theoretischen Erörterungen bedienen sich sämtlich der Vereinfachung, welche darin liegt, daß das schwingende Objekt durch einen elastisch befestigten Massenpunkt ersetzt wird. Bleiben wir zunächst bei dieser Vereinfachung, so wird die theoretische Auffassung der Kombinationstöne schon jetzt eher durch einen Überfluß als durch Mangel an möglichen Theorien erschwert. Es ist nun zu untersuchen, wie sich die Erfahrung dazu stellt.

Vorher ist noch folgendes zu bemerken: Die Experimentatoren haben sich vielfach mit der Frage befaßt, ob die Kombinationstöne der hier behandelten Art objektiv oder subjektiv seien. Mir scheint die Fragestellung nicht ganz den Verhältnissen angepaßt. Die Kopplungstöne sind im Luftraum immer objektiv vorhanden. Schließen wir sie aus, so sind die eigentlichen Kombinationstöne in der schwingenden Luft nicht vorhanden, sie werden erst objektiv am resonierenden Objekt, und zwar auf Grund der besonderen Eigenschaft dieses Objektes, eine nichtlineare Schwingungsgleichung zu haben. Ob das Objekt nun im Kopf liegt oder außerhalb desselben, das ist für die Theorie seiner Schwingung offenbar unwesentlich; eine Telephonplatte z. B. oder ein singender Lichtbogen (siehe unten), an dem sich die Kombinationstöne objektiv nachweisen lassen, spielt dieselbe Rolle wie ein außerhalb des Kopfes gelegenes Ohr. Man kann hiernach, wenn man will, die Kombinationstöne, welche erst im Ohr gebildet werden, als subjektiv, und diejenigen, welche außerhalb des Ohres entstehen, als objektiv bezeichnen, muß aber dabei im Auge behalten, daß sie im Grunde physikalisch gleichartig sind. Nur ein Unterschied existiert notwendig. Treten zwei im Luftraum vorhandene Einzeltöne erst im Ohr zusammen, so ist das Ergebnis die Bildung von Kombinationstönen im Ohr, und diese werden nicht wie ein von außen kommender Ton „angehört", sondern sie werden direkt in Nervenreiz umgesetzt und als solcher wahrgenommen. Zwei verschiedene Kombinationstöne, die erst im Ohr gebildet sind, können also im Ohr nicht unter sich noch weitere Kombinationstöne bilden. Wenn dagegen eine Telephonplatte Kombinationstöne bildet, so liegen dieselben zunächst objektiv außerhalb des Ohrs und werden im eigentlichen Sinne gehört. Sie existieren objektiv in der Luft, und demgemäß müssen auch zwei Kombinationstöne, die von zwei verschiedenen Telephonplatten ausgehen, im Ohr noch einmal weitere Kombinationstöne bilden können. Stumpf[1]) gibt als Versuchsresultat an, daß Kombinationstöne weder unter sich noch mit Primärtönen neue Kombinationstöne bilden. Die sehr kurze Notiz ist so gehalten, als ob der Verfasser die Primärtöne direkt auf sein Ohr habe wirken lassen. Das stimmt mit dem ersten der vorstehenden Sätze, berührt aber den zweiten nicht.

Betrachten wir nun zunächst das menschliche Ohr. Helmholtz sah das Trommelfell als diejenige Membran an, die ihrer ganzen Struktur nach zu asymmetrischen Schwingungen befähigt sei. Es liegt auch wohl heute noch kein Grund vor, daran zu zweifeln, daß asymmetrische Schwingungen des Trommelfells im normalen Ohr zustande kommen. Doch sind schon seit 1891 Fälle in nicht geringer Zahl bekannt, wo Personen ohne Trommelfell Kombinationstöne hörten. Hier ist nun aber zu bemerken, daß nach der unter A. § 4 gegebenen Darstellung die einzelne Basilarfaser mit dem aufgesetzten inneren Cortischen Pfeiler zusammen ein Schwingungselement bildet, welches unzweifelhaft nicht vollkommen symmetrisch gebaut ist und welches demgemäß auch asymmetrische Schwingungen machen kann. Demnach fehlt auch bei Personen ohne Trommelfell der asymmetrische Apparat nicht, den die ursprüngliche Helmholtzsche Theorie voraussetzt. Soweit die Kopfknochen für die Schalleitung in Betracht kommen, ist gleichfalls vollkommene Symmetrie nicht vorauszusetzen, und das gleiche gilt für die harte Hirnhaut, die nach einer merkwürdigen Beobachtung von Iwanoff[2]) den Schall besser leiten soll als die Knochen.

Ein hübsches Analogon zum Trommelfell hat Waetzmann[3]) geliefert. Er bezieht die Mündung eines Helmholtzschen Resonators mit einer Glyzerinseifenlamelle. Ist der Resonator auf den Differenzton zweier unabhängigen primären Töne gestimmt, so gerät die Lamelle in Schwingungen, die an sich allerdings zu schwach sind, um wahrgenommen zu werden; aber wenn man die Kombinationsschwingungen mit einem benachbarten primären Ton schweben läßt, so werden diese Schwebungen an der Lamelle sichtbar. Ist die Seifenlamelle weich und hat nahe der Mitte ein Tröpfchen, so ahmt sie offenbar das Trommelfell nach, wenn sie etwas

1) F. Auerbach, Handbuch **2**, 636, 1909.

1) C. Stumpf, Berl. Sitzungsberichte 1907, S. 1.
2) A. Iwanoff, Zeitschr. f. Psychologie **31**, 266, 1903.
3) E. Waetzmann, Ann. d. Phys. **20**, 837, 1906.

gegen die Horizontale geneigt wird. Aber auch ohne das Tröpfchen hat sie notwendig eine leichte Asymmetrie; es dürfte an sich schwierig sein, eine vollkommen symmetrische Seifenlamelle über eine Öffnung zu ziehen, und außerdem hat die durch sie abgeschlossene Luft des Resonators andere Schwingungsbedingungen als die Luft in der freien Umgebung.

Sogenannte objektive Kombinationstöne, d. h. also Kombinationstöne, bei denen der resonierende Rezipient außerhalb des menschlichen Kopfes beobachtet werden kann, sind ferner dargestellt worden, indem empfindliche Flammen[1]), Membranen, singende Bogenlampen[2]) als Resonatoren benutzt wurden.

Karl Schaefer[3]) hat die Primärtöne von Stimmgabeln oder Lippenpfeifen in einem Mikrophon aufgefangen und sie zu einem Stentortelephon weiter geleitet. Es ergaben sich deutliche Differenz- und Summationstöne, die natürlich an der Telephonplatte als objektiv vorhanden nachgewiesen werden konnten.

An diesen Versuch schließt sich eine lehrreiche Untersuchung von Waetzmann[4]). Eine für sich untersuchte Telephonmembran ergab symmetrische Eigenschwingungen und dementsprechend bei Zuführung zweier primärer Töne keinen merklichen Kombinationston. Leitet man aber der Telephonplatte die beiden Töne durch ein Mikrophon zu, so liefert sie deutliche Kombinationstöne. Zur näheren Untersuchung des letzteren Falles wurden der Telephonplatte die Primärtöne durch das Mikrophon einzeln zugeleitet und photographisch registriert. Die entstehenden Kurven sind auffallend unsymmetrisch; der mittlere Widerstand des Mikrophons ist während der Bewegung ein anderer als in der Ruhe. Im Mikrophon-Telephonkreis ist also das Mikrophon derjenige Rezipient, der eine kräftige Asymmetrie herbeiführt.

Endlich haben Waetzmann und Mücke[5]) sich die Aufgabe gestellt, Klangkurven herzustellen, welche Kombinationstöne enthalten. Stimmgabeln von 200 bis 4000 Schwingungen, Orgelpfeifen von 128 bis 1024 Schwingungen, und hauptsächlich kleine Glaspfeifen von etwa 1800 bis 3000 Schwingungen wurden benutzt. Die Primärtöne wurden durch ein Mikrophon einem lautsprechenden Telephon zugeleitet, dessen Empfindlichkeit durch Verstellen seiner Membran verändert werden konnte. Die Schwingungen dieser Telephonmembran wurden mit Hilfe einer empfindlichen Spiegelanordnung photographiert, die Kurven ausgemessen und nach Fourier analysiert. Mit den Glaspfeifchen wurden überraschend starke Differenztöne wahrgenommen, die in den resultierenden Kurven deutlich hervortraten.

Waetzmann[1]) hat objektive Kombinationstöne in einer Telephonmembran hervorgebracht, wenn dieselbe unter der Luftpumpe auf einem Druck von wenigen Zentimetern gehalten wurde, also unter Umständen, wo der quadratische Widerstand der Luft gegen die Plattenbewegung wohl zu vernachlässigen ist. Dieser Versuch spricht offenbar nicht gerade für die Anwendbarkeit der Gl. (7).

Die im Vorstehenden zusammengestellten Erfahrungstatsachen vertragen sich offenbar bei weitem am besten mit der ursprünglichen Helmholtzschen Theorie, wie sie in Gl. (5) ausgedrückt ist. Es treten aber Schwierigkeiten hervor, sobald man die Intensitätsverhältnisse der Kombinationstöne ins Auge faßt. Die Differenztöne erster Ordnung spielen dabei die wichtigste Rolle und sind hier etwas näher zu betrachten.

a) Von den beiden Tönen m und n sei m der höhere. Ist dann $m > 2n$, so ist $m - n > n$. Der Differenzton $m - n$ fällt also dann zwischen m und n. Diese „zwischenliegenden" Differenztöne sind auffallend schwach oder gar nicht hörbar, und die bisher erörterten Theorien liefern keine Erklärung dieser Erscheinung. Es werden wohl neue Versuche notwendig sein, welche die betreffenden Tatsachen für eine Reihe von Primärtönen in verschiedener Höhe genau festlegen, wenn man sich in ihnen zurechtfinden will.

b) Aus der Helmholtzschen Gleichung ergibt sich: Sind F und G die Amplituden der Primärtöne, so ist die Amplitude ihres Differenztones proportional mit FG. Sind also F und G schwach, so würde ihr Produkt sehr schwach sein, bei leisen Primärtönen sollte der Differenzton unwahrnehmbar werden. Dem widerspricht die Erfahrung; es ist seit langem bekannt, daß z. B. zwei ausklingende Stimmgabeln einen gut wahrnehmbaren Differenzton liefern. Dieses Argument ist verschiedentlich und namentlich wiederholt von Hermann gegen die Helmholtzsche Theorie ins Feld geführt worden. Waetzmann[2]) hat dagegen mit Recht bemerkt, daß es überhaupt eine gewagte Sache sei, aus physiologischen Empfindungen Schlüsse auf physikalische Intensitäten zu ziehen; das

1) Belas und Barrett, Proc. Roy. Dublin Soc. N.S. 10, June 1905.
2) E. Waetzmann, diese Zeitschr. **8**, 316, 1907.
3) K. L. Schaefer, Ann. d. Phys. **17**, 572, 1905.
4) E. Waetzmann, Ann. d. Phys. **42**, 729, 1913.
5) E. Waetzmann und G. Mücke, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 59, 1913.

1) E. Waetzmann, Ann. d. Phys. **35**, 378, 1911.
2) E. Waetzmann, Ann. d. Phys. **28**, 1067, 1909.

genügt aber wohl nicht zur Klarstellung der Frage. Offenbar wären Messungen wünschenswert, welche die Intensität der Primärtöne und diejenige des Kombinationstones unter Benutzung von Mikrophon-Telephonkreisen oder ähnlichen Vorrichtungen objektiv feststellen. Damit wäre wenigstens ein Anhalt für den Vergleich der physiologischen mit der physikalischen Intensität gegeben, wenn auch die Schwierigkeit der Schätzung von physiologischen Intensitäten stets bestehen bleiben wird.

c) Die Beobachtung zeigt, und namentlich die letzterwähnte Untersuchung von Waetzmann und Mücke bestätigt ganz deutlich, daß die Kombinationstöne um so stärker hervortreten, je höher die Primärtöne liegen. Wählt man Primärtöne, deren Schwingungszahl oberhalb des M. Wienschen Empfindlichkeitsmaximums liegt, so kann schon die Gestalt der Empfindlichkeitskurve herangezogen werden, um wenigstens einen Teil dieser Erscheinung zu erklären; bei Galtonpfeifen und bei longitudinal schwingenden Glasstäben kann es vorkommen, daß der Differenzton von einer Partie der Basilarmembran aufgenommen wird, die bedeutend empfindlicher ist als die Region, in welche die Primärtöne fallen. Dieses Argument versagt aber offenbar, wenn nachgewiesen ist, daß die beschriebene Abhängigkeit des Differenztones sich auch bei Primärtönen von etwa 3000 oder weniger Schwingungen findet. Die Helmholtzsche Gleichung gibt an sich keine Erklärung der Erscheinung.

Die Diskussion der Gl. (6) zeigt nun, daß alle die speziellen Gleichungen, welche aus ihr hervorgehen, mit der Helmholtzschen Gleichung (5) eine Eigenschaft gemein haben: In den Ausdruck für die Amplitude der Kombinationstöne erster Ordnung geht das Produkt FG aus den Amplituden der Primärtöne ein. Also bleibt auch die verallgemeinerte Theorie von Cl. Schaefer dem Hermannschen Einwurf bis auf weiteres ausgesetzt. In einer Beziehung aber zeigt sich die Schaefersche Gl. (7) der Helmholtzschen überlegen: Während die Helmholtzsche Gleichung Kombinationstöne erster Ordnung mit dem konstanten Faktor FG liefert, ergibt die Schaefersche solche mit dem Faktor $FGmn$; die letztere würde sich also den Beobachtungen von Waetzmann und Mücke erheblich besser anschließen als die erstere; doch bleibt demgegenüber zu betonen, daß die übrigen Erfahrungstatsachen, welche vorhin erwähnt wurden, sich besser mit dem Helmholtzschen Ansatz vertragen.

Es bestehen also noch Schwierigkeiten, möglicherweise Widersprüche, von denen es fraglich ist, ob sie gelöst werden können, wenn man nicht auf die Vereinfachung verzichten will, die darin liegt, daß die Gleichung des resonierenden Objektes durch diejenige eines elastisch befestigten Punktes von einem Freiheitsgrad ersetzt wird. Demgemäß ist an die Theorie die Forderung zu stellen, daß sie die Resonanzgleichungen eines saiten- oder plattenförmigen Objektes aufstelle. Cl. Schaefer und E. Juretzka[1]) haben sich der Aufgabe unterzogen, die Grundzüge einer solchen verschärften Theorie zu geben. Die allgemeine Behandlung des Saitenproblems (das elastische Potential wird als Funktion dritten Grades der Deformationskomponenten angesetzt) führt auf sehr verwickelte Differentialgleichungen. Schaefer und Juretzka haben deswegen eine Vereinfachung eingeführt, welche darin besteht, daß sie, analog wie in Gl. (7), in die gewöhnliche Schwingungsgleichung der Saite ein quadratisches Dämpfungsglied einführen und die Amplituden der Primärtöne als konstant betrachten. Dann lautet die Schwingungsgleichung der Saite (η die Elongation)

$$\varrho \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} - S \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} \pm k \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} \right)^2 = F \cos mt + G \cos nt \tag{8}$$

mit den Randbedingungen

$$\eta(0) = \eta(1) = 0.$$

Mit derselben Vereinfachung ergibt sich für eine quadratische Membran, die in der xy-Ebene liegt und die Kantenlänge 1 hat, die Differentialgleichung (ζ die Elongation)

$$\varrho \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} - S \left(\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} \right) \pm k \left(\frac{\partial \zeta}{\partial t} \right)^2 = F \cos mt + G \cos nt \tag{9}$$

mit der Randbedingung, daß ζ am Rande überall gleich Null ist. Die Integration wird analog wie bei Helmholtz durch eine Reihenentwicklung vorgenommen und führt auf Kombinationstöne erster Ordnung, deren Amplitude wiederum den Faktor $FGmn$ enthält. Die Theorie zeigt also wieder, daß die Amplituden der Kombinationstöne mit der Höhe der Primärtöne ansteigen, wenn die Reibung dem Quadrat der Geschwindigkeit proportional ist. Außerdem aber liefert sie Faktoren, welche von den Schwingungseigenschaften der freien Saite bzw. der freien Membran abhängen, und gibt damit erste Hinweise darauf, daß und wie die Eigenschaften der benutzten Membran erst für sich zu studieren und dann mit den Eigenschaften der an ihnen erzeugten Kombinationstöne in Verbindung zu setzen sind. Modifikationen der Differentialgleichung (9) wären dabei nicht auszuschließen.

1) Cl. Schaefer und E. Juretzka, Ann. d. Phys. 41, 581, 1913.

C. Nachträge.

§ 11. Dämpfung. Im Laufe der Zeit sind zahlreiche Versuche über die Dämpfung der resonierenden Organe des Ohrs angestellt worden. Die Deutung derselben beruht aber immer auf der Annahme, daß die einzelnen Resonanzelemente gesondert schwingen können; nach Abschnitt A kann diese Annahme offenbar nicht aufrechterhalten werden, und es muß eine eingehende Umdeutung der Experimente vorgenommen werden, wenn man aus ihnen Schlüsse ziehen will. Deshalb gehe ich hier auf die Dämpfungsversuche nicht näher ein.

§ 12. Theorie von Lux. Als das Vorstehende nahe abgeschlossen war, erhielt ich Kenntnis von einer handschriftlichen Abhandlung des Herrn Fritz Lux in Mannheim. Dieselbe enthält einen neuen Grundgedanken, der mir durchaus beachtenswert erscheint und den ich hier mit Erlaubnis des Verfassers heraushebe.

An ein festes Rohr MN (Fig. 8) sei eine

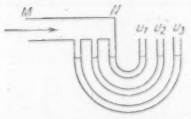


Fig. 8.

Reihe von U-Röhren u_1, u_2, u_3 usw. von verschiedener Länge angesetzt und mit Wasser gefüllt. Das Wasser in der einzelnen U-Röhre hat natürlich seine bestimmte Schwingungsperiode. Wird die Luft in dem Rohr MN einem periodischen Druck ausgesetzt, so werden die sämtlichen Wasserfüllungen kleine Bewegungen machen. Wenn aber die Periode des Druckes mit der Periode eines bestimmten U-Rohres u_n übereinstimmt, so wird die Bewegung des Wassers in diesem Rohr offenbar resonanzmäßig verstärkt und das Wasser von u_n wird in kräftige stehende Schwingungen geraten. Anstatt nun aber das Wasser auf verschiedene U-Röhren zu verteilen, kann man den Apparat auch so einrichten, wie Fig. 9 zeigt. Ein Bassin $ABCD$ wird bis zur Höhe AD mit Wasser gefüllt, auf welches von M her ein periodischer Druck geübt werden kann. Das Bassin ist durch eine feste Wand EF in zwei Teile geteilt und in dieser festen Wand sind Löcher 1, 2, 3 usw. angebracht, durch welche die beiden Hälften des Wassers miteinander kommunizieren können. Es liegen dann also gewissermaßen mehrere mögliche kommunizierende Röhren übereinander. Die erste geht von A durch das Loch 1 nach D

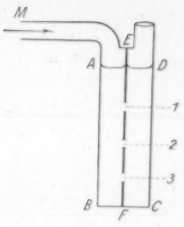


Fig. 9.

hin, die zweite ebenso von A durch das Loch 2 nach D usw. Es können sich also Schwingungen des Wassers durch die verschiedenen Löcher hindurch ausbilden, und wenn die Periode einer solchen Schwingung, z. B. die Periode der Schwingung $A\,2\,D$ mit der Periode eines von M herkommenden Druckantriebes übereinstimmt, so zeigt auch in diesem Falle das Wasser eine Resonanzschwingung, die auf dem Wege durch das Loch 2 erfolgt. Entsprechendes gilt selbstverständlich für jedes einzelne Loch.

Man kann nun noch einen Schritt weitergehen und die durchlöcherte Wand EF durch eine nicht durchlöcherte, aber elastische Zwischenwand ersetzen. Herr Lux teilt mit, er habe experimentell festgestellt, daß auch in diesem Falle Resonanzschwingungen gebildet werden. Es bildet sich eine verstärkte Schwingung aus, die von A über irgendeinen Punkt G der Zwischenwand nach D hingeht, wenn die Lage des Punktes G so bemessen ist, daß die U-förmige Wassersäule AGD dieselbe Schwingungsperiode hat wie der periodische, von M her erfolgende Antrieb. Herr Lux hat diesen Antrieb dadurch hergestellt, daß er in die linke Hälfte des Gefäßes $ABCD$ oben eine kleine feste Scheibe einführt, die auf und nieder bewegt wird und dann ähnlich wie der Steigbügel auf das Wasser wirkt. Dieser Versuch läßt sich nun unmittelbar auf die Verhältnisse in der Schnecke übertragen, nur mit folgendem Unterschied: Bei dem beschriebenen Experiment liefert die Schwere die rücktreibende Kraft, von der die Resonanz abhängt; in der Schnecke ist die Schwerewirkung offenbar zu vernachlässigen, dafür haben wir aber als rücktreibende Kraft die Elastizität der Membran des runden Fensters in Verbindung mit derjenigen der Basilarmembran. Es können sich also in der Schnecke Resonanzschwingungen des Wassers ausbilden, die vom Steigbügel ihren Ausgang nehmen, durch eine bestimmte Region des Ductus cochlearis (mit Reißnerscher Membran, Basilarmembran und Cortischen Organen) auf das Wasser der Scala tympani übergehen

und in diesem zum runden Fenster zurückkehren. Für die mechanischen Verhältnisse dieser Schwingungen wird auch die Elastizität derjenigen basilaren Schwingungselemente mitwirken, durch welche die Schwingung hindurchgeht. Das mit der Tonhöhe variable Element wird teils durch die Elastizität der Basilarfasern usw., teils durch die verschiedene Trägheit der Wasserschichten von verschiedener Länge hineingebracht. Die Theorie ordnet sich offenbar der Resonanztheorie unter; die von ihr geforderte Schwingung des Wassers kombiniert sich mit der Eigenschwingung der affizierten Basilarelemente. Eine theoretische und experimentelle Durcharbeitung des Grundgedankens ist wünschenswert und würde ihre Aufmerksamkeit besonders auf diese Kombination zu richten haben. Vorläufig gibt die Theorie von Lux zum erstenmal einen Anhalt für die Erklärung einer Tatsache, die von manchen Autoren für paradox gehalten wurde, der Tatsache nämlich, daß die kürzesten Fasern der Basilarmembran proximal zu den Fenstern liegen, während die längeren einen größeren Abstand von den Fenstern haben. Die Zweckmäßigkeit dieser Einrichtung leuchtet sofort ein, wenn man sich sagt, daß die resonierende Wasserdoppelsäule um so kürzer sein muß, je höher der erregende Ton ist.

(Eingegangen 17. April 1917.)

BESPRECHUNGEN.

M. Geitel, Schöpfungen der Ingenieurstechnik der Neuzeit. (Aus Natur u. Geisteswelt Bd. 28). 8°. 106 Seiten, 32 Abbildungen, Leipzig, B. G. Teubner. 1914. M. 1.25. geb. M. 1.50.

In großen Zügen wird ein Bild der berühmtesten Bauwerke, maschinellen Anlagen, Wasser- und Luftfahrzeuge entworfen. Es wird eingehend auseinandergesetzt, welcher Aufwand an wissenschaftlich geschulter Geistesarbeit und praktischer Tatkraft nötig waren, um die neuzeitlichen technischen Anlagen ins Leben zu rufen. Beim Durchblättern des Buches wird auch der unserer Technik fernstehende Leser erkennen, daß fast jeder wissenschaftliche Fortschritt einen praktischen Erfolg haben kann, wenn er mit der nötigen Tatkraft und Sachkenntnis der Anwendung zugänglich gemacht wird. Andererseits sieht man auch, daß nur eine auf wissenschaftlicher Erkenntnis und Gedankenschärfe beruhende Ingenieursarbeit wirklich erhebliche technische Fortschritte zeitigen kann. H. Thoma.

Zum Andenken an Alfred Kleiner. Mitteilungen der Physikalischen Gesellschaft Zürich. 1916. Nr. 18. 144 S. Mit 2 ganzseitigen Bildern. Zürich, Gebr. Leemann & Co. 1916. M. 3.60.

Die Physikalische Gesellschaft Zürich hatte beabsichtigt, ihrem Ehrenmitgliede Alfred Kleiner bei seinem Scheiden aus dem Amte als Professor für Experimentalphysik an der Universität Zürich, das er 37 Jahre lang innegehabt hatte, ein Heft ihrer „Mitteilungen" als Ehrengabe zu überreichen. Der Tod des verdienten Mannes vereitelte diese Absicht, und die Physikalische Gesellschaft konnte ihm nur noch ein Erinnerungsheft widmen; sie tat es in der Form, daß sie eine größere Anzahl von Arbeiten vereinigte aus der Feder von Kollegen und Schülern des Verewigten. Wie der Aktuar der Gesellschaft und Redakteur der „Mitteilungen" in seinem warm empfundenen Nachruf hervorhebt, hat Kleiner es vermieden, die Arbeiten in seinem Institut auf ein bestimmtes Spezialgebiet physikalischer Forschung zu beschränken. So finden wir denn in dem Erinnerungsheft Arbeiten aus den verschiedensten Gebieten experimenteller und theoretischer Physik: Optik und Elektrodynamik, Elektrotechnik, kinetische Theorie der Materie, physikalische Meteorologie. Ein ehrendes Zeugnis, zugleich für Kleiner wie für die, bei Berufungen von ihm beratene Fakultät der Universität bildet die Liste der Autoren, denen wir hier begegnen; wir brauchen bloß Namen wie Einstein, Debye, Laue zu nennen. Die Photographie des Physikalischen Instituts der Universität Zürich, sowie diejenige seines nunmehr dahingeschiedenen langjährigen Leiters schmücken das Heft. V. Pieck.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Der a. o. Professor an der Universität Wien Regierungsrat Dr. Julius Mauthner zum ord. Professor für angewandte medizinische Chemie an derselben Universität, der Betriebsleiter der Carbid- und Ferrosiliziumfabrik zu Borregaart in Norwegen Dr. Hans Thorvald Lindeman zum Professor der technischen anorganischen Chemie an der Technischen Hochschule Trondjhem.

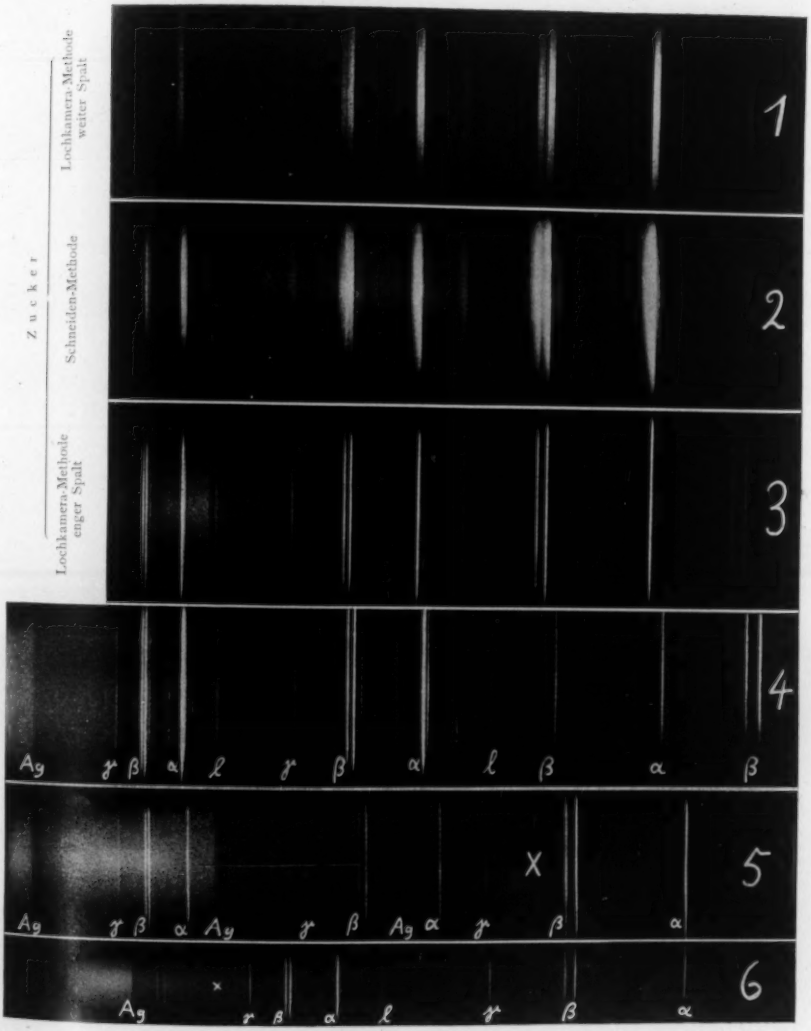
Verliehen: Dem a. o. Professor der angewandten medizinischen Chemie an der Universität Wien Dr. Otto Ritter v. Fürth Titel und Rang eines ordentlichen Universitätsprofessors.

Auszeichnungen: Die Akademie der Wissenschaften in Wien verlieh den Liebenpreis (3000 Kr.) dem ord. Professor der Chemie an der Universität Wien Dr. Wilhelm Schlenk für seine Forschungen über Kohlenstoff, den Baumgartnerpreis (3000 Kr.) an das Mitglied der Akademie der Wissenschaften in Berlin Professor für Physik Dr. Albert Einstein und Professor für Physik an der Technischen Hochschule Delft Dr. M. de Haas für Arbeiten über die Ampèreschen Molekularströme, den Haitingerpreis (3000 Kr.) an den a. o. Professor für Physik an der Universität Wien Dr. Felix Ehrenhaft für seine Arbeiten über Ladung des Elektrons.

Vom Lehramt zurück: Der ord. Professor der Chemie und Pharmazie am Karolinska Institutet in Stockholm Dr. Severin Jolin.

Gestorben: Der Chemiker und Lehrer an der Königl. Färbereischule zu Krefeld Professor Dr. Wilhelm Massot, der a. o. Professor der Chemie an der Universität Kiel Geh. Regierungsrat Dr. Leopold Rügheimer, der Herausgeber des Pharmaceutical Journal and Pharmacist Dr. Benjamin Horatio Paul in London.

Für die Schriftleitung verantwortlich Geh. Regierungsrat Prof. Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.


Zucker
Lochkamera-Methode weiter Spalt
Schneiden-Methode
Lochkamera-Methode enger Spalt
1
2
3
4
5
6
Ag
γ β α ℓ γ β α ℓ β α β
X
Ag γ β α Ay γ β Ag α γ β α
Ag γ β α ℓ γ β α